



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité :

Génie des Procédés et de l'Environnement

Présentée et soutenue par :

M. BENJAMIN BOISSIERE

le vendredi 17 avril 2015

Titre :

ETUDE HYDRODYNAMIQUE ET THERMIQUE D'UN NOUVEAU
CONCEPT DE RECEPTEUR SOLAIRE A SUSPENSIONS DENSES GAZ-
PARTICULES

Ecole doctorale :

Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés (MEGeP)

Unité de recherche :

Laboratoire de Génie Chimique (L.G.C.)

Directeur(s) de Thèse :

M. MEHRDJI HEMATI

M. GILLES FLAMANT

Rapporteurs :

M. JAN BAEYENS, UNIVERSITY OF WARWICK

M. KHASHAYAR SALEH, UNIVERSITE DE TECHNOLOGIE DE COMPIEGNE

Membre(s) du jury :

M. GABRIEL OLALDE, CNRS FONT ROMEU, Président

M. GILLES FLAMANT, CNRS FONT ROMEU, Membre

M. MEHRDJI HEMATI, INP TOULOUSE, Membre

M. NAMANE MECHITOUA, EDF CHATOU, Membre

M. RENAUD ANSART, INP TOULOUSE, Membre

*Vis comme si tu devais mourir demain. Apprends comme si tu devais
vivre toujours.*

Gandhi

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au sein du département IRPI (Ingénierie des Réacteurs Polyphasiques Innovants) du Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse (LGC, UMR 5503), dans le cadre d'une collaboration avec le Laboratoire PROcédés Matériaux et Énergie Solaire (PROMES, UPR 8521) d'Odeillo.

Sans le soutien et l'implication des personnes que je tiens à remercier ici, ce travail n'aurait jamais été ce qu'il est.

Je remercie Mehrdji Hemati, Professeur des Universités, de m'avoir offert la chance de m'épanouir sur un sujet aussi passionnant, et d'apprendre à son contact. Je vous remercie également d'avoir soutenu mes choix. Vos conseils me seront à l'avenir très utiles et je tâcherai de ne pas les oublier.

J'exprime également toute ma gratitude à Gilles Flamant, Directeur de Recherche au CNRS. Nos échanges au cours des différentes réunions du projet ont toujours été pour moi riches d'enseignements. J'ai apprécié votre engouement communicatif pour cette aventure.

Je suis très reconnaissant envers Renaud Ansart, Maître de Conférences, de m'avoir épaulé au cours de ce travail. Ta patience et ta disponibilité ont été pour moi très précieuses.

Je remercie profondément Namane Mechitoua, Ingénieur de Recherche EDF, de m'avoir beaucoup appris des rouages de la simulation numérique, et d'avoir sacrifier une journée de chacune de ses vacances au cours de ces trois années.

Je tiens à présenter mes plus sincères remerciements à Gabriel Olalde d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. Je remercie également Jan Baeyens et Khashayar Saleh d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail et d'avoir provoqué un échange scientifique très intéressant et enrichissant. Merci également à M. Mechitoua d'avoir participé à mon jury de thèse.

Ma reconnaissance va également à l'ensemble des techniciens du Laboratoire de Génie Chimique, sans qui aucune des études présentées n'auraient pu aboutir à ces résultats, et plus particulièrement Michel Molinier, Etienne Prévot et Partick Tyack.

Un grand Merci également à l'équipe administrative du LGC, Danièle Bouscary, Claudine Lorenzon, Christine Taurines et Jean-Luc Labeyrie, dont le travail est indispensable pour que nous puissions nous concentrer sur notre mission. Votre gentillesse a été l'une des raisons de mon agréable passage au laboratoire.

Je tiens à remercier tout particulièrement Harold Maffre, pour sa gentillesse et pour le merveilleux travail accompli au commencement de ce projet. Tu m'as beaucoup appris et sans toi, ce travail n'aurait pas été le même.

Un grand merci à l'ensemble des collègues et thésards du LGC : Fabien, Antoine, Gaby, Rihab, Imane, Laurie, Nicolas, Andrès, Bi, Fifi, Émeline, Sarah, Benoît, Sandy, et les nouveaux, Mathieu, Sébastien Wahl, Sébastien Pécate, Anastasia, sans oublier Ludovic. Je n'ai pas cité tout le monde, mais soyez certains que la qualité tant humaine que scientifique de chacun participe grandement au rayonnement du LGC.

Arrive maintenant les choses sérieuses et les sentiments les plus profonds. J'admire mes parents pour toute la patience dont ils ont fait preuve. Je vous aime énormément et vous remercie pour tous vos sacrifices dont l'objectif principal était de faire de moi une personne appréciable. Il en est de même pour mes frères que j'aime profondément. Je n'en ai pas profité autant que j'aurais aimé ces trois dernières années, et je compte bien me rattraper. La famille s'est agrandie et nous avons accueilli Valentine, dont l'excellent travail s'est concrétisé par mon merveilleux neveu Anatole qui va j'en suis sûr, remplir de bonheur ses deux parents. Un grand Merci à ma belle-famille, et particulièrement à Nanou, Gavin et Françoise pour leur précieuse contribution.

Je termine par la personne la plus chère qu'il me soit, Marie, dont la douceur et la gentillesse ne font que multiplier chaque jour l'amour que je lui porte. Sans ton soutien journalier, je n'en serais pas là aujourd'hui. Ce travail est pour toi, et tout ce qui vient par la suite sera avec toi. Si tout se passe bien je l'espère, nous serons les heureux parents d'un bébé, dont on ne connaît ni le sexe, ni le prénom, mais qui est déjà pour nous, le plus beau bébé du monde.

Publications et communications

Experimental Hydrodynamic Study of Gas-Particle Dense Suspension Upward Flow for Application as New Heat Transfer and Storage Fluid. B. Boissière, R. Ansart, D. Gauthier, G. Flamant, M. Hemati. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*. Publication Acceptée.

Dense Suspension of solid Particles as a New Heat Transfer Fluid for Concentrated Solar Thermal Plants : On-sun Proof of Concept. G. Flamant, D. Gauthier, H. Benoit, J.L. Sans, R. Garcia, B. Boissière, R. Ansart, M. Hemati. *Chemical engineering Science*, Volume 102, 2013, Pages 567-576.

A New Heat Transfer Fluid for Concentrating Solar Systems : Particle Flow in Tubes. G. Flamant, D. Gauthier, H. Benoit, J.L. Sans, B. Boissière, R. Ansart, M. Hemati. *Energy Procedia*, Volume 49, 2014, Pages 617-626.

Communications de congrès nationaux et internationaux

7^e colloque Science et Technologies des Poudres, Octobre 2012, Toulouse, France. New Heat Transfer Fluid for High Concentrating Solar Power Plants (CSP). B. Boissière, R. Ansart, D. Gauthier, G. Flamant, M. Hemati. Communication avec acte.

9th European Congress of Chemical Engineering, April 2013, The Hague, The Netherlands. Phenomenology of Dense Fluidized Vertical Solid Flow. B. Boissière, R. Ansart, D. Gauthier, G. Flamant, M. Hemati. Communication sans acte.

The 14th International Conference on Fluidization - From Fundamentals to products, May 2013, Noordwijkerhout, The Netherlands. Hydrodynamics of Dense Fluidized Beds for Application in Concentrated Solar Energy Conversion. B. Boissière, H. Benoit, R. Ansart, H. Neau, D. Gauthier, G. Flamant, M. Hemati. Poster avec acte.

XIV^e congrès de la Société Française du Génie des Procédés, Les Sciences du Génie des Procédés pour une Industrie Durable, Octobre 2013, Lyon, France. Écoulements Ascendants de Suspensions Denses Gaz-Particules : Application à l'Énergie Solaire Concentrée. B. Boissière, R. Ansart, D. Gauthier, G. Flamant, M. Hemati. Communication avec acte.

XIV^e congrès de la Société Française du Génie des Procédés, Les Sciences du Génie des Procédés pour une Industrie Durable, Octobre 2013, Lyon, France. Une Suspension Dense de Particules Utilisée comme Fluide de Transfert pour les Centrales Solaires Thermiques à Concentration. D. Gauthier, J.L. Sans, G. Flamant, A. Reyes Urrutia, G. Mazza, B. Boissière, R. Ansart, M. Hemati, H. Benoit. Poster avec acte.

21st International Congress of Chemical and Process Engineering CHISA, August 2014, Prague, Czech Republic. Experimental Study and 3D Numerical Simulation of Dense Gas-Particle Upward Flow. R. Ansart, B. Boissière, M. Hemati, H. Benoit, D. Gauthier, G. Flamant. Poster sans acte.

9^e Congrès Francophone de Génie des Procédés CFGP, Avril 2014, Agadir, Maroc. Étude Expérimentale et Simulation Numérique 3D du Transport Dense Vertical Ascendant de Fines Particules : Application à la Récupération et au Stockage d'Énergie Solaire. R. Ansart, B. Boissière, G. Gauthier, H. Benoit, G. Flamant, M. Hemati. Communication avec acte.

The 7th World Congress on Particle Technology (WCPT7), May 2014, Beijing, China. Determination of Hydrodynamic Flow and Particle Motion in Dense Particle Suspensions : Application in Solar receivers. P. Garcia Trinanès, J.P.K. Seville, B. Boissière, R. Ansart, M. Hemati. Poster avec acte.

International Conference on Solar Heating and Cooling, June 2014, Gleisdorf, Austria. The use of Dense Particle Suspensions as Heat Transfer Carrier in solar Thermal Plants. H.L. Zhang, G. Flamant, D. Gauthier, R. Ansart, M. Hemati, J. Baeyens, B. Boissière.

Table des matières

Remerciements	V
Publications et communications	IX
Table des matières	XI
Introduction générale	1
I Étude hydrodynamique à température ambiante du transport vertical d'une suspension dense fluidisée	5
1 Présentation d'un nouveau récepteur solaire à suspensions denses de particules : application à la récupération d'énergie solaire concentrée	7
Introduction	9
1.1 Description des centrales solaires à concentration	10
1.2 Les fluides classiques de transfert thermique	11
1.3 Suspensions gaz-particules et énergie solaire concentrée	14
1.4 Nouveau récepteur solaire à suspensions denses de particules	17
1.5 Nouveau fluide de transfert : suspensions gaz-particules denses	21
1.6 Caractérisation du carbure de silicium F220	25
Conclusion	34
Nomenclature	36
Table des figures	38
2 Étude bibliographique du transport vertical de particules solides fluidisées par un gaz	39
Introduction	41
2.1 Définitions	41
2.2 Les régimes de transport ascendant de particules solides	44
2.3 Dispositifs expérimentaux de transport vertical ascendant de «suspensions denses»	59
Conclusion	68
Nomenclature	69
Table des figures	70

3	Étude expérimentale du transport ascendant d'une suspension gaz-particules en phase dense	71
	Introduction	73
3.1	Materials and Methods	73
3.2	Experimental results	84
3.3	Effect of solid feeding flow rate of the "emitter bed"	87
3.4	Effect of fluidisation flow rate	93
3.5	Effect of aeration flow rate	94
3.6	Modeling of gas-particle suspension upward flow	104
	Conclusion	110
	Nomenclature	112
	Table des figures	114
 II Étude des performances thermiques d'un échangeur à suspensions denses de particules fluidisées		115
4	Étude bibliographique des phénomènes de transfert thermique «paroi-lit fluidisé»	117
	Introduction	119
4.1	Transfert thermique dans les lits fluidisés	119
4.2	Transfert thermique au sein d'un lit de particules	120
4.3	Transfert thermique paroi-suspension : Mécanismes	125
4.4	Transfert thermique paroi-suspension : Modèles	141
	Conclusion	147
	Nomenclature	149
	Table des figures	150
5	Étude expérimentale du transfert de chaleur entre la paroi d'un tube d'échange et une suspension dense transportée	151
	Introduction	153
5.1	Dispositif expérimental	153
5.2	Étude hydrodynamique à température ambiante de la maquette chaude	160
5.3	Estimation du coefficient de transfert thermique entre la paroi et la suspension	166
5.4	Comparaison aux modèles de la littérature	183
	Conclusion	185
	Nomenclature	188
	Table des figures	192

III	Modélisation de l'hydrodynamique du transport vertical de suspensions gaz-particules en phase dense	193
6	Outil de dimensionnement 1D : résolution des bilans locaux de masse et de quantité de mouvement sur le gaz et le solide	195
	Introduction	197
6.1	Présentation du modèle 1D	197
6.2	Exploitation du code	203
	Conclusion	210
	Nomenclature	212
	Table des figures	213
7	Simulation numérique 3D de l'hydrodynamique du récepteur solaire	215
	Introduction	217
7.1	Géométrie	217
7.2	Maillage	217
7.3	Propriétés physiques des phases	218
7.4	Modèles mathématiques	219
7.5	Paramètres numériques	220
7.6	Conditions aux limites	220
7.7	Résultats sur un cas de référence : débit de solide $100 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$	221
7.8	Résultats : étude de l'effet du débit de solide	223
	Conclusion	229
	Nomenclature	230
	Table des figures	231
	Conclusions générales et perspectives	234
	Références bibliographiques	243
	Annexe A Définitions de différentes grandeurs caractéristiques de la distribution granulométrique	257
	Annexe B L'indice de coulabilité d'une poudre selon Carr [35]	259

Annexe C	Détermination des vitesses caractéristiques de fluidisation	263
Annexe D	Régimes de fluidisation en lits fluidisés classiques	267
Annexe E	Distribution du gaz entre la phase bulle et la phase émulsion	271
Annexe F	Effet de la température sur les propriétés physiques du gaz et du solide	275
Annexe G	Modèle de Flamant [69] de transfert thermique suspension-paroi	279
Annexe H	Simulation 1D par la méthode prédictive-corrective SIMPLE	283
Annexe I	Équations résolues du code NEPTUNE_CFD	303
Annexe J	Chiffres clés, enjeux économiques et potentiel des énergies alternatives	307

Introduction générale

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés au sein du Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse (LGC), sous la direction du Professeur Mehrdji Hemati, co-dirigés par Gilles Flamant, Directeur de Recherche au Laboratoire CNRS-PROMES de Font-Romeu, et co-encadré par Renaud Ansart, dans le cadre du projet européen CSP2 «Concentrated Solar Power in Particles».

Cette introduction générale a pour but de présenter le contexte dans lequel se positionne cette étude, dont l'objectif est le développement d'un nouveau concept de récepteur solaire à suspensions denses de particules fluidisées, breveté dans le cadre d'une collaboration entre le CNRS et l'Institut National Polytechnique de Toulouse^a [66].

Contexte

L'augmentation de la production d'énergies à partir de ressources renouvelables est un enjeu majeur du 21^{ème} siècle, étant donné l'augmentation constante de la consommation mondiale, et la nécessité de réduire les émissions de gaz à effet de serre, responsables du réchauffement anthropique de la planète.

L'augmentation rapide de la part de la production d'énergie renouvelable ne peut être motivée que par la combinaison de deux paramètres :

- l'intervention des pouvoirs publics par l'attribution de subventions d'une part,
- la compétitivité économique de ce type de production d'énergie, par l'amélioration de la technique de production, d'autre part.

Parmi l'ensemble des technologies de production d'énergies alternatives, les centrales solaires thermodynamiques à tours présentent de nombreux avantages. Ces dernières utilisent le rayonnement solaire fortement concentré, pour aboutir à la production d'utilité chaude ou d'électricité. La principale barrière à l'efficacité et à la sécurité de ces centrales réside dans le fluide de transfert utilisé au sein de l'échangeur soumis au rayonnement solaire concentré (récepteur solaire).

L'innovation proposée dans ce manuscrit est une véritable rupture technologique. Elle consiste à utiliser une suspension dense de fines particules fluidisées par un gaz (> 25 % volumique de solide) comme fluide de transfert thermique. La suspension gaz-particules est mise en circulation à l'intérieur d'un faisceau de tubes verticaux soumis au rayonnement solaire concentré. L'énergie thermique absorbée par la suspension au contact du tube est principalement transmise aux particules. Ces dernières présentent l'avantage de pouvoir stocker une importante quantité d'énergie sous forme de chaleur sensible. La suspension a donc la double fonction de fluide de transfert et de stockage. Cette propriété est indispensable à la compétitivité de ces centrales.

Le développement de cette innovation a reçu le soutien financier du CNRS à travers le Programme Interdisciplinaire Énergie (projet «PARTISUN»), ainsi que celui de la Commission Européenne à travers le Septième Programme Cadre (projet CSP2 «Concentrated Solar Power in Particles» : Grant agreement number 282932), suite à l'appel à projets intitulé «Advanced heat transfer fluids for CSP technology».

a. Flamant, G. et Hemati, M. . Dispositif collecteur d'énergie solaire, 23 Octobre 2010, Brevet n° 10 58565.

Objectifs scientifiques et techniques du projet

Les objectifs de ce travail sont les suivants :

- Démontrer sur le plan hydrodynamique et technologique la faisabilité d'un nouveau concept de récepteur solaire. Il s'agit d'un échangeur multitubulaire et multipasse, alimenté par une suspension dense gaz-solide en écoulements ascendant et descendant. À cet effet, une maquette froide de ce nouveau type d'échangeur a été dimensionnée et construite au sein du laboratoire.
- Évaluer l'efficacité thermique de ce type d'échangeur. À cet effet, un banc d'essai thermique a été imaginé et construit au sein du laboratoire. Il permet de déterminer l'effet des paramètres opératoires sur le coefficient de transfert thermique entre la suspension et la paroi d'un tube d'échange soumis à un flux thermique donné.
- Proposer des règles de design et des lois pouvant être utilisées pour le dimensionnement d'une centrale à l'échelle industrielle.

Organisation du mémoire

Afin de répondre aux différents objectifs présentés ci-dessus, ce travail de recherche est divisé en trois parties :

- La première partie de ce travail concerne l'étude hydrodynamique à température ambiante de cette technologie. Elle est elle-même divisée en 3 chapitres :
 - L'objectif du Chapitre 1 est de présenter l'originalité et l'intérêt de la technologie proposée vis-à-vis des technologies concurrentes, que ce soit le fluide de transfert, ou la technologie du récepteur. Il présente également les critères de choix des particules les plus adaptées pour servir de fluide de transfert, ainsi que la caractérisation morphologique et hydrodynamique du lot de particules retenu.
 - Le Chapitre 2 est l'étude bibliographique des propriétés hydrodynamiques des suspensions gaz-particules en écoulement vertical ascendant ou descendant. La distinction entre le transport dilué de particules et le transport en «lit fluidisé» est marquée à partir des données bibliographiques. Ce dernier type de transport nécessite l'utilisation de dispositifs expérimentaux spécifiques, dont les principaux sont présentés afin d'identifier leurs particularités.
 - Le Chapitre 3 présente le banc d'essai hydrodynamique et les résultats expérimentaux extraits de l'étude paramétrique. À partir de ces données, les paramètres clés et les conditions hydrodynamiques permettant d'assurer un écoulement stable ont été identifiés. Un modèle hydrodynamique dont le principe repose sur le formalisme bulle-émulsion a été établi pour les écoulements denses fluidisés ascendants. Ce modèle permet de représenter la structure axiale de l'écoulement dans les tubes d'échange en fonction des conditions opératoires.
- La seconde partie de ce travail est axée sur l'étude du comportement thermique de ce nouveau type d'échangeur. Cette partie est divisée en deux chapitres :
 - Le Chapitre 4 présente une étude bibliographique des phénomènes de transfert en lits fluidisés denses. Il regroupe :

- le transfert au sein de la suspension entre le gaz et les particules,
- le transfert entre la suspension fluidisée et la paroi de la colonne.

Pour ce dernier, les principaux mécanismes et modèles de transfert thermique sont présentés.

- Le Chapitre 5 présente l'étude expérimentale du transfert thermique entre une suspension dense en transport vertical ascendant au sein d'un tube d'échangeur chauffé extérieurement par des fours électriques. L'effet de différents paramètres opératoires sur le transfert thermique paroi-suspension est étudié : débit d'aération, débit de solide et température de la suspension à l'entrée du tube d'échange. Ces résultats sont confrontés aux prédictions des modèles proposés dans la bibliographie. Deux de ces modèles sont adaptés afin de minimiser l'écart avec nos résultats expérimentaux.
- La dernière partie de ce manuscrit traite de la modélisation numérique de l'écoulement ascendant généré au sein de l'échangeur par la même approche, à deux niveaux différents :
 - Le premier niveau correspond à la simulation 1D diphasique du transport de particules solides par un gaz, dont les équations ont été discrétisées et résolues à partir d'un schéma numérique de type prédictif-correctif. Les équations de ce modèle sont les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement gaz et solide, ainsi que l'équation de conservation du volume. Le fort couplage entre la vitesse de glissement et la force de traînée, ainsi que le fort couplage entre les interactions particules-particules et le taux de présence solide, nécessitent l'utilisation de technique «prédictive-corrective» pour la résolution des équations différentielles discrétisées. Les prédictions de ce modèle sont comparées aux profils axiaux de pression obtenus expérimentalement sur la maquette froide.
 - Le second niveau correspond à la simulation numérique 3D réalisée par Renaud Ansart de l'écoulement ascendant de la suspension dense à partir de l'outil de simulation des écoulements diphasiques gaz-solide NEPTUNE_CFD, capable de résoudre les équations de façon parallèle sur des maillages non-structurés. Les résultats de la simulation numérique 3D, sur une géométrie identique à celle des dispositifs expérimentaux ont confirmé que la structure de l'écoulement n'est pas modifiée d'une manière significative par la mise en circulation du solide par rapport à celle d'un lit fluidisé classique profond.

Ce manuscrit s'achève par une présentation des conclusions générales et des perspectives, ainsi que des annexes.

Première partie

Étude hydrodynamique à température ambiante du transport vertical d'une suspension dense fluidisée

Chapitre 1

Présentation d'un nouveau récepteur solaire à suspensions denses de particules : application à la récupération d'énergie solaire concentrée

Sommaire

Introduction	9
1.1 Description des centrales solaires à concentration	10
1.2 Les fluides classiques de transfert thermique	11
1.3 Suspensions gaz-particules et énergie solaire concentrée	14
1.4 Nouveau récepteur solaire à suspensions denses de particules	17
1.5 Nouveau fluide de transfert : suspensions gaz-particules denses	21
1.5.1 Choix de la nature des particules solides	21
1.5.2 Choix de la taille des particules de carbure de silicium	22
1.6 Caractérisation du carbure de silicium F220	25
1.6.1 Propriétés morphologiques et physiques du carbure de silicium	25
1.6.2 Propriétés d'écoulement du carbure de silicium F220	27
1.6.3 Détermination des grandeurs caractéristiques de la fluidisation du lot SiC F220	28
1.6.3.1 Détermination expérimentale des vitesses caractéristiques (U_{mf} et U_{mb})	29
1.6.3.2 Détermination de la porosité du lit	30
1.6.3.3 Estimation de la vitesse maximale de fluidisation	31
1.6.4 Vitesses de désaération et de sédimentation du lot SiC F220	31
1.6.5 Transport pneumatique du lot SiC F220 : vitesses caractéristiques	33
Conclusion	34
Nomenclature	36
Table des figures	38

Introduction

La transition énergétique focalise l'attention sur les technologies capables de produire de l'énergie à partir de sources renouvelables telles que le rayonnement solaire. Il existe différentes voies de valorisation de la ressource solaire. Cette étude s'intéresse à la valorisation de l'énergie solaire concentrée, désignée par le terme de filière «solaire thermique».

Le rayonnement solaire concentré présente un intérêt particulier dès que la température nécessaire à l'opération devient supérieure à 600 °C. Il peut être valorisé par la production d'énergie, que ce soit électrique, thermique ou chimique. Ces deux dernières formes d'énergies ont l'avantage de pouvoir être stockées.

La voie principale de récupération de l'énergie solaire consiste à chauffer un fluide caloporteur à haute température, présent dans un récepteur soumis au rayonnement solaire (Ortega et coll. [141]). Il s'agit de la filière solaire thermodynamique. La chaleur sensible emmagasinée est diversement valorisée en fonction de la température de travail. La température limite à ne pas dépasser est généralement imposée par le fluide de transfert lui-même. De cette température dépend la géométrie du système optique de concentration du rayonnement solaire. Le rendement des centrales solaires thermodynamiques est optimisé par la possibilité de stocker l'énergie sous forme thermique par augmentation de la chaleur sensible du fluide de transfert, ou par l'utilisation de Matériaux à Changement de Phase (MCP). Ces systèmes permettent également de coupler la production de chaleur et d'électricité.

Parmi l'ensemble des technologies disponibles de la filière thermodynamique, la technologie des centrales à tour offre de nombreuses options pour produire de la chaleur à plus de 600 °C (Müller et Trieb [136]). Cette température est le minimum nécessaire à l'alimentation d'un cycle thermodynamique de Rankine efficace. Dans ce domaine, les centrales solaires à tour offrent les meilleurs rendements, mais leur efficacité pourrait être encore améliorée par l'utilisation de fluides de transfert thermique plus performants. Cet obstacle au développement à grande échelle des centrales à tour est à l'origine de l'appel à projet lancé par la Commission Européenne : «Advanced heat transfer fluids for CSP technology».

Dans ce chapitre, sont successivement présentés :

- La technologie des centrales solaires thermodynamiques à tour : leurs avantages, leurs faiblesses, ainsi que les axes d'amélioration possibles.
- Une nouvelle technologie de récepteur à suspensions denses de particules fluidisées par un gaz. Cette innovation, portée par Flamant et Hemati [66], et brevetée dans le cadre d'une collaboration entre l'Institut National Polytechnique de Toulouse (INPT) et le Laboratoire CNRS-PROMES d'Odeillo, permettrait de rendre ces centrales solaires plus performantes, tout en améliorant leur sécurité et leur impact sur l'environnement.
- Le choix des particules utilisées. Ce choix est déterminant car il conditionne l'ensemble du fonctionnement de la centrale, que ce soit le récepteur, les échangeurs à lits fluidisés, le convoyage du solide entre les différentes unités, mais également la manutention de la poudre.
- La caractérisation de la poudre retenue : granulométrie, propriétés physiques, d'écoulement et de fluidisation.

Le développement de cette innovation a reçu un avis positif de financement de la part de la Commission Européenne dans le cadre du septième programme cadre (PC7).

1.1 Description des centrales solaires à concentration

La concentration du rayonnement solaire produit de l'énergie thermique transformable en électricité au travers d'un cycle thermodynamique. Les centrales solaires à très haute concentration, telles que les centrales à tour (Figure 1.1) offrent de bons rendements car les flux incidents et les températures de fonctionnement sont élevés. Un rendement maximal de 13,5 % a été noté par Ortega et coll. [141] lors du fonctionnement de la centrale solaire «Solar Two» (Figure 1.1).



FIGURE 1.1 – Centrale solaire «Solar Two», Barastow, Californie, Janvier 2001 (source : U.S. Department of Energy, <https://www.eeremultimedia.energy.gov>).

Parmi les technologies de concentration existantes, les centrales à tour sont particulièrement intéressantes car elles offrent des perspectives d'amélioration importantes, et à court terme. En effet, l'augmentation des températures de travail permettrait d'atteindre des rendements de conversion encore plus importants, et la transposition à grande échelle de cette technologie est relativement aisée. Romero et coll. [159] estiment qu'une amélioration de 12 % à 20 % de rendement annuel net de ce type de centrales est envisageable à l'horizon 2030.

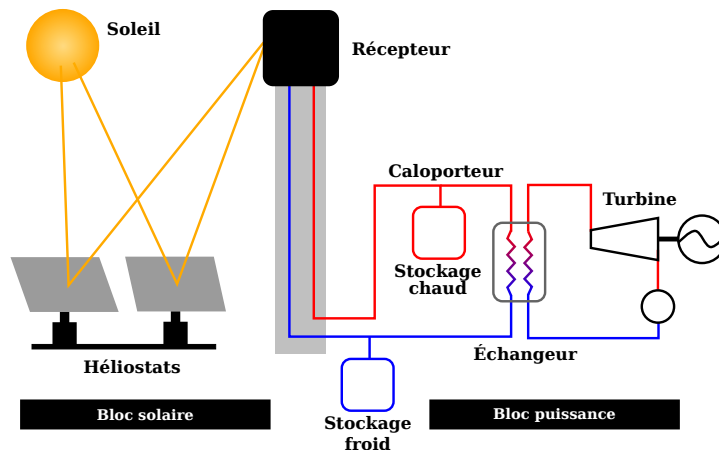


FIGURE 1.2 – Représentation schématique d'une centrale solaire à tour.

Le fonctionnement d'une centrale à tour est schématisé sur la Figure 1.2. Le rayonnement solaire est concentré sur le récepteur de la tour par un ensemble de miroirs au sol (héliostats). L'évacuation et le stockage de l'énergie absorbée par le récepteur sont assurés par un fluide de transfert. En sortie du récepteur, le fluide de transfert alimente soit un bac de stockage chaud, soit directement un échangeur de chaleur pour produire de la vapeur surchauffée. Cette vapeur surchauffée peut produire de l'électricité à travers un cycle thermodynamique, ou servir d'utilité

chaude. Le fluide de transfert alimente alors un bac de stockage froid avant d'être renvoyé vers le récepteur.

Les principales limitations des centrales à tour sont liées d'une part, à la nature du fluide de transfert utilisé (caloporteur), et d'autre part, à la technologie de l'échange thermique entre le rayonnement solaire concentré et le fluide caloporteur (récepteur solaire). Ces dernières conditionnent le niveau de température atteint par le fluide caloporteur dans le récepteur, mais également les contraintes de sécurité. Notons que la production d'électricité par des cycles thermodynamiques performants nécessite le chauffage du fluide caloporteur à des températures supérieures à celles actuellement possibles. Selon Singer et coll. [169], l'utilisation de cycles thermodynamiques supercritiques, nécessite la génération de vapeur surchauffée à 720 °C, autrement dit, un fluide caloporteur chauffé à plus de 800 °C.

Tableau 1.1 – Centrales solaires à tour expérimentales et commerciales dans le monde.

Projet	Puissance (MW _e)	Fluide de transfert	Fluide de stockage	Année
SSPS (Espagne)	0,5	Sodium liquide	Sodium	1981
EURELIOS (Italie)	1	Vapeur	Sels nitrates / Eau	1981
SUNSHINE (Japon)	1	Vapeur	Sels nitrates / Eau	1981
Solar One (U.S.A)	10	Vapeur	Huiles / Solides	1982
CESA-1 (Espagne)	1	Vapeur	Sels nitrates	1982
MSEE/Cat B (U.S.A)	1	Sels nitrates	Sels nitrates	1983
THEMIS (France)	2,5	Sels performants	Sels performants	1984
SPP-5 (Russie)	5	Vapeur	Eau / Vapeur	1986
TSA (Espagne)	1	Air	Céramique	1993
Solar Two (U.S.A)	10	Sels nitrates	Sels nitrates	1996
Consolar (Israël)	0,5 ^a	Air pressurisé	Aucun	2001
Solgate (Espagne)	0,3	Air pressurisé	Aucun	2002
PS10 (Espagne)	11	Eau / Vapeur	Eau	2004
Solar Tres (Espagne)	15	Sels nitrates	Sels nitrates	2004
PS20 (Espagne)	20	Vapeur	Aucun	2009
Sierra ST (U.S.A)	5	Eau / Vapeur	Aucun	2009
Gemasolar (Espagne)	19,9	Sels fondus	Sels fondus	2011
Dahan (Chine)	1	Eau / Vapeur	Aucun	2012
Greeway (Turquie)	5 ^a	Eau / Vapeur	Aucun	2013
Ivanpah (U.S.A)	377	Eau / Vapeur	Aucun	2013
Supcon (Chine)	50	Sels fondus	Sels fondus	Construction

a. Puissance thermique

Le Tableau 1.1 présente l'ensemble des centrales solaires thermiques à tour installées dans le monde. Il se base sur la liste établie par Romero et coll. [159] que nous avons actualisée. D'autres centrales à tour sont actuellement en construction : *Ashalim Power Station 1* en Israël, *Crescent Dune Solar Energy Project* aux États-Unis, *Khi Solar One* en Afrique du Sud ou encore la *tour solaire THEMIS* en France.

1.2 Les fluides classiques de transfert thermique

Les Tableaux 1.2 et 1.3 présentent respectivement les propriétés thermophysiques, les avantages et les inconvénients des fluides de transfert couramment utilisés dans les centrales solaires à concentration.

Tableau 1.2 – Propriétés physiques des fluides de transfert thermique classiques.

	Therminol VP-1 ^a (diphenyl biphenyl oxide)	Sels Fondus ^b 60% $NaNO_3$ /40% KNO_3 ^c	Eau liquide ^d (300 °C et 90 bars)	Vapeur surchauffée ^d (550 °C et 150 bars)	Air ^e
Conductivité thermique λ [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]	0,16 (300 K) 0,22 (600 K)	0,51 (600 K) 0,56 (900 K)	0,55	0,086	0,027 (300 K) 0,78 (1200 K)
Capacité calorifique c_p [kJ/k] [$g^{-1} [K]^{-1}$]	1,56 (300 K) 2,55 (600 K)	1,50 (600 K) 1,55 (900 K)	5,73	2,71	1,00 (300 K) 1,17 (1200 K)
Masse volumique ρ [$kg \cdot m^{-3}$]	1055 (300 K) 724 (600 K)	1882 (600 K) 1691 (900 K)	713	43,6	11,6 (300 K, 10 bars) 2,9 (1200 K, 10 bars)
T_{fus} [°C]	12	221	0	-	-
T_{max} [°C]	400	565	303,3	-	illimitée
Viscosité [$Pa \cdot s$]	$3,5 \cdot 10^{-3}$ (300 K) $1,6 \cdot 10^{-4}$ (600 K)	$2,7 \cdot 10^{-3}$ (600 K) $8,1 \cdot 10^{-4}$ (900 K)	$8,6 \cdot 10^{-5}$	$3,14 \cdot 10^{-5}$	$1,85 \cdot 10^{-5}$ (300 K) $4,91 \cdot 10^{-5}$ (1200 K)
Coefficient de transfert fluide- paroi h_{fp} ^f [$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$]	\approx [1000 – 3000] (1300-3400) ^g	\approx [3500 – 7000] (579-758) ^h	\approx [10000 – 60000] ⁱ	\approx [4000 – 16000] ^j	\approx [160 – 230] ^j (100-300) ^k

a. Les huiles minérales sont utilisées en concentration *cylindro-paraboliques* ou *fresnel* car la concentration solaire est modérée et les températures de fonctionnement sont relativement faibles (<400 °C). Les valeurs des propriétés physiques sont extraites des données du fabricant [170].

b. Données fournies par Zavoico [212].

c. Pourcentage massique.

d. Le point critique de l'eau est $T = 374$ °C et $P = 221$ bars. Les valeurs sont calculées à partir de la base de données NIST (National Institute of Standards and Technology, U.S. Department of Commerce).

e. Valeurs calculées à partir des corrélations et coefficients du Perry's Chemical Engineers' Handbook [82].

f. Les valeurs de coefficients de transfert thermique présentées sont les valeurs déterminées par Benoit et coll [18] à partir des propriétés thermophysiques des différents fluides de transfert thermiques, pour une vitesse de transport de $2 m \cdot s^{-1}$ à l'intérieur d'un tube de 2,5 cm de diamètre. Ces valeurs estimées dépendent également d'autres paramètres opératoires tels que la température de travail, la géométrie des tubes de transfert ou encore le flux thermique incident.

g. Valeurs expérimentales déterminées par Alperin [4] avec du Therminol 55 et du Dowtherm G, pour des vitesses d'huile comprises entre 1 et $2 m \cdot s^{-1}$ à l'intérieur d'un tube de 1,1 cm de diamètre intérieur chauffé par d'importants flux thermiques.

h. Valeurs expérimentalement déterminées par Bin et coll. [23].

i. Le débit massique surfacique d'eau pressurisée est de $1444 kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$.

j. $U = 15 m \cdot s^{-1}$.

k. Les valeurs de coefficient de transfert thermique sont des valeurs expérimentales obtenues pour le transfert thermique entre un milieu poreux de type métallique chauffé par le rayonnement solaire concentré (SSiC 10 ppi), et de l'air traversant le milieu poreux [62]. Les auteurs définissent un coefficient de transfert volumique h_v en [$W \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}$], que nous avons ramené à un coefficient surfacique en [$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$] en le divisant par la surface spécifique du milieu poreux a en [$m^2 \cdot m^{-3}$].

Tableau 1.3 – Récapitulatif des avantages et inconvénients des différents fluides caloporteurs classiques (\emptyset signifie «absence de», \nearrow signifie «augmentation», \searrow signifie «diminution», η signifie «rendement»).

Fluides Caloporteurs	Avantages	Inconvénients
Huiles	Hydrodynamique classique Bon \bar{h}	$T_{MAX} \approx 400$ °C Aromatiques cancérigènes
Sels Fondus	$T_{MAX} \approx 565$ °C Bon $\rho_f c_{p,f}$ \emptyset pressurisation Flux important = Conduite facile Bons calostockeurs	Solidification à 220 °C Nitrates = corrosif Fort débit $\Rightarrow \nearrow \bar{h}$ donc ΔP grand $\eta_{interne} \searrow$
Eau-Vapeur	$\rho_f c_{p,f}$ important Disponible et stable	Sollicitation mécanique des tubes car Eau sous pression Diphasique = Conduite difficile
Air	Faible investissement Disponible et stable	\bar{h} faible donc η faible

Dans les centrales à tour (haute concentration solaire), le fluide caloporteur doit avoir un coefficient de transfert important car la surface du récepteur est réduite, ce qui exclut l'utilisation d'un gaz. En ce qui concerne les huiles minérales, leurs faibles températures maximales d'utilisation (température de décomposition inférieure à 400 °C), et leurs propriétés cancérigènes limitent leur utilisation. L'eau, quant à elle, doit être pressurisée à plusieurs dizaines de bars pour ne pas se vaporiser au-delà de 500 °C, ce qui pose d'évidentes contraintes de sécurité. Ainsi, les fluides de transfert communément utilisés sont les sels fondus [104, 141].

Les sels fondus sont utilisés car ils assurent deux fonctions essentielles : ils permettent d'évacuer efficacement l'énergie captée par le récepteur, et de stocker l'énergie sous forme de chaleur sensible, car ils ont une importante capacité calorifique volumique. Les sels fondus sont également préférés car ils peuvent être chauffés à haute température sans pressurisation importante contrairement aux systèmes «eau-vapeur». Malheureusement, les sels les plus performants se dénaturent au delà de 550°C et se solidifient en dessous de 200°C. Cette plage limitée d'utilisation est à l'origine de contraintes, tel que le maintien en température du fluide de transfert lors des périodes d'obscurité par une source d'énergie auxiliaire. Ce point est important car des subventions ne sont généralement accordées par un gouvernement que lorsque la consommation d'énergie auxiliaire pour subvenir à la production d'appoint et à la consommation d'énergie parasite, est inférieure à 15 % de l'énergie produite. De plus, les sels fondus sont des comburants puissants et sont hautement corrosifs, ce qui implique de fortes contraintes de sécurité.

Les centrales à tour utilisent la technique de l'exposition indirecte du fluide de transfert, autrement dit, un faisceau de tubes opaques est exposé au rayonnement solaire concentré, qui à son tour transfère l'énergie captée au fluide de transfert en circulation à l'intérieur des tubes. La Figure 1.3 est un schéma d'un dispositif breveté proposé par Wasyluk pour lequel le sel fondu à l'état liquide est mis en circulation à l'intérieur des tubes de transfert. Une nourrice pressurisée alimente les tubes d'échangeurs placés en parallèle (Wasyluk et coll. [193]).

Dans l'objectif d'augmenter la température de travail du fluide de transfert, Pacio et Wetzel [143] proposent l'utilisation de métaux liquides et comparent trois d'entre eux :

- Le sodium (métal alcalin) qui offre un coefficient de transfert élevé, peut être utilisé entre 98 et 883 °C, mais produit une réaction fortement exothermique au contact de l'air ou de l'eau.

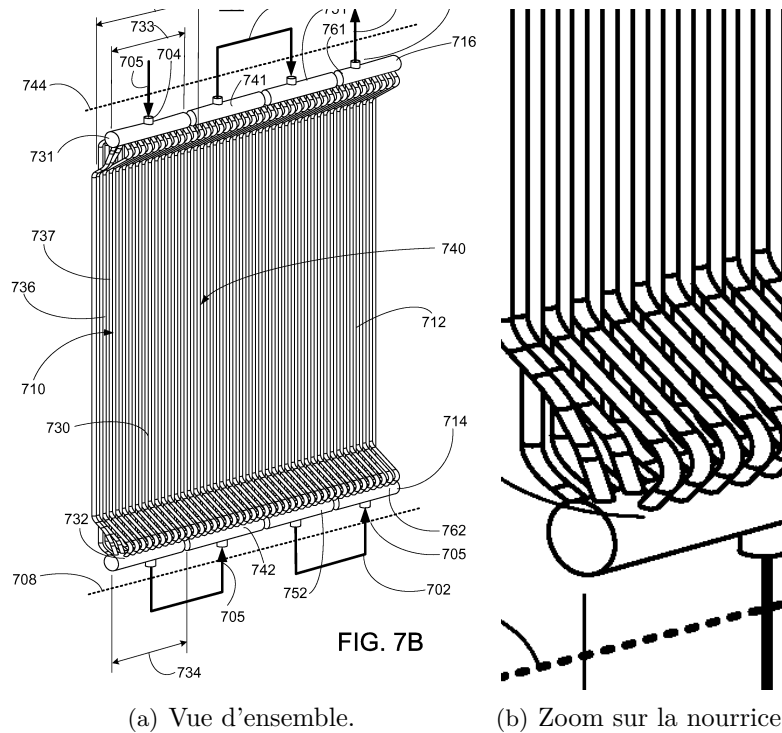


FIGURE 1.3 – Schéma extrait du brevet proposé par Wasyluk et coll. [193] en 2013 : le trajet du sel fondu est représenté par les flèches noires. Sur ce schéma, le sel fondu effectue quatre passages d'exposition au rayonnement solaire.

- L'alliage PbBi peut être utilisé entre 125 et 1 533 °C, présente une faible oxydation au contact de l'air ou de l'eau, est très corrosif au contact de l'acier, et présente un coût 6 fois plus élevé que le sodium.
- L'étain peut être utilisé entre 232 et 2 687 °C, est 2 fois plus cher que l'eutectique plomb-bismuth (PbBi), et est hautement corrosif à l'acier, ce qui limite son utilisation au contact de la céramique ou d'aciers réfractaires.

L'utilisation de ces métaux liquides s'accompagne une fois encore d'importantes contraintes de sécurité. De plus, la faible capacité calorifique volumique des métaux liquides ne permet pas de les utiliser comme moyen de stockage de l'énergie thermique. Cette contrainte et les risques associés à leur utilisation expliquent qu'aucune application industrielle sur des centrales à tour n'ait encore vu le jour.

1.3 Suspensions gaz-particules et énergie solaire concentrée

Les suspensions de gaz et de particules solides constituent une autre catégorie de média caloporteur utilisée pour la conversion de l'énergie solaire concentrée en énergie thermique. La récupération de l'énergie solaire peut être effectuée par une exposition directe au rayonnement solaire concentrée, ou d'une manière indirecte, lorsque l'énergie est transmise aux particules par les parois du récepteur (métallique ou céramique) soumises au rayonnement solaire.

Différents concepts de récupération de l'énergie solaire concentrée par exposition directe des particules ont été étudiés depuis le début des années 80. Parmi eux, peuvent être cités :

- Les lits fluidisés denses contenus dans un récepteur transparent, tel que celui proposé par Flamant [63]. Dans ce dispositif, le solide ne circule pas. Par conséquent, il peut uniquement servir à chauffer l'air de fluidisation. Cet air chaud peut soit alimenter une turbine à gaz (Flamant et Olalde [68]), soit fournir l'énergie nécessaire à une réaction endothermique (Flamant [70]).
- Les lits circulants équipés d'une fenêtre pour laisser passer le rayonnement solaire (Koenigsdorff [96]).
- Le récepteur solaire à rideaux de particules développé par Martin et Vitko [120]. Dans ce concept, les particules chutent sous forme d'un rideau exposé au rayonnement solaire et sont chauffées pendant toute la durée de la chute. Une modélisation du comportement de ce système a été proposée par Falcone et coll. [60], ainsi que par Evans et coll. [58]. Tan et Chen [178] ont récemment proposé une revue des techniques basées sur l'exposition d'un rideau de particules au rayonnement solaire. Une solution à certains effets thermiques indésirables sur le mouvement des particules a été proposée par Röger et coll. [158]. Ce concept a récemment fait l'objet de nouvelles études expérimentales par Siegel et coll. [166] au Sandia National Laboratories à Albuquerque (Figure 1.4(a)).
- Le réacteur expérimentalement testé par Steinfeld et coll. [175], permet de réaliser des réactions thermochimiques gaz-solide à haute température à l'intérieur d'un cyclone conique, dont la géométrie a été adaptée pour recevoir le rayonnement solaire concentré.
- Le CNRS a développé une «boucle de chauffage de sable» composée d'un récepteur solaire à four tournant et d'un échangeur de chaleur gaz-solide à lits fluidisés multiétagés, où le sable est utilisé comme fluide de transfert directement exposé au rayonnement solaire (Bataille et coll. [17], Peyman et Laguérie [150]). Ce dispositif est représenté Figure 1.4(b). Ce type d'échangeur trouve de nombreuses applications dans l'industrie, dans le domaine de la gestion et de la production d'énergie.

L'exposition directe de particules au rayonnement solaire est un choix pratique car il ne nécessite ni fenêtre de protection, ni cavité, et qu'il accepte d'importants flux thermiques incidents, de l'ordre de $1 \text{ MW} \cdot \text{m}^{-2}$. Cependant, ces échangeurs présentent un certain nombre d'inconvénients, parmi lesquels peuvent être cités :

- La fenêtre d'entrée du rayonnement : c'est un composant fragile, de taille limitée, et sensible à l'érosion des particules.
- La nature et le transport de la suspension :
 - ★ Les lits circulants, caractérisés par des écoulements gaz-solide peu denses et à grande vitesse (plusieurs $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$), présentent de nombreux inconvénients pour une application à la récupération d'énergie solaire concentrée :
 - i) forte consommation d'énergie de ventilation,
 - ii) faible transfert d'énergie entre la paroi et les particules,
 - iii) forte attrition des particules et érosion du tube de transfert,
 - iv) pertes d'énergie thermique absorbée par le gaz de transport (non stockable).
 - ★ Les rideaux de particules en chute libre (sans paroi de confinement) présentent les inconvénients suivants :
 - i) instabilité du débit de solide,
 - ii) pertes de matière solide,

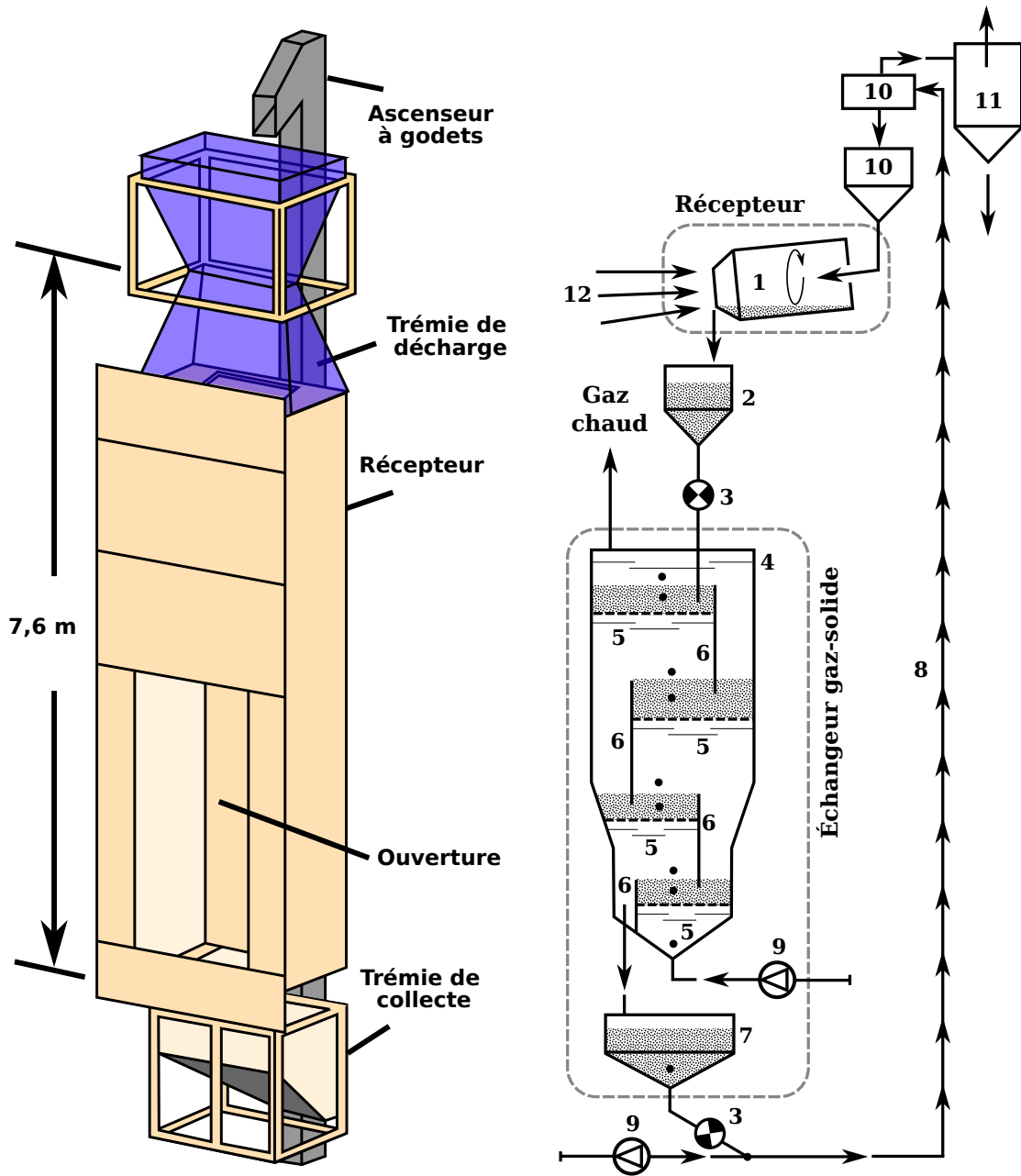


FIGURE 1.4 – Technologies de récepteur solaire à exposition directe de particules solides au rayonnement solaire.

- iii) pertes thermiques par convection avec l'air environnant.
- ★ Les lits fluidisés denses ne permettent pas de transporter et de stocker l'énergie du rayonnement solaire par les particules puisqu'elles ne circulent pas dans l'échangeur. Ils sont essentiellement utilisés pour réaliser le chauffage de l'air ou d'autres gaz.

Les particules solides (sable) utilisées au sein de l'échangeur multiétagé à contre-courant gaz-solide présenté sur la Figure 1.4(b), appartiennent à la classe B de la classification de Geldart ($d_p > 300 \mu\text{m}$). Ces particules nécessitent des débits de fluidisation élevés, qui impliquent une consommation d'énergie de ventilation importante. Ce point n'est pas problématique ici car l'objectif est de chauffer le gaz au contact des particules plus chaudes, mais devient problématique lorsque l'objectif est de chauffer le solide afin d'y stocker l'énergie sous forme thermique.

Bien que l'exposition indirecte des particules n'accepte qu'un flux thermique incident entre 200 et $400 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$, cette technique offre la possibilité de mieux contrôler le débit de solide à l'intérieur du récepteur, la pression de fonctionnement, ainsi que la composition de l'atmosphère environnante. L'exposition indirecte est appliquée à la technologie du nouveau concept de récepteur solaire à suspensions denses de particules présenté ici.

1.4 Récepteur solaire à suspensions denses de particules : nouveau fluide de transfert et nouvelle technologie d'échangeur

L'utilisation de particules solides fluidisées, en écoulement à l'intérieur d'un récepteur, comme fluide de transfert et de stockage, est un concept nouveau. Cette idée, ainsi que la technique de fluidisation associée, a fait l'objet d'un dépôt conjoint de brevet [66] par l'Institut National Polytechnique de Toulouse et par le laboratoire PROMES-CNRS d'Odeillo en Octobre 2010, se basant sur une technologie de transport de particules fines, déjà appliquée par le Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse.

Le principe général est le même que celui schématisé sur la Figure 1.2, où le caloporteur est remplacé par une suspension dense de particules fluidisées (approximativement 40% volumique de solide). La suspension dense est en écoulement vertical ascendant ou descendant à l'intérieur des tubes du récepteur, qui constituent l'élément actif de l'absorbeur solaire. Ces tubes, métalliques ou céramiques, sont soumis au rayonnement solaire concentré. Le rayonnement absorbé par ces tubes est transmis par conduction vers la suspension qui s'échauffe au contact des parois chaudes. La suspension circule entre l'entrée et la sortie du récepteur solaire et assure ainsi le transport de l'énergie absorbée vers les dispositifs de stockage et de conversion d'énergie (Figure 1.5 à 1.7). Le dispositif de «stockage-conversion» est composé d'un réservoir de stockage chaud, connecté à la sortie du récepteur solaire, et qui alimente un échangeur de chaleur à lit fluidisé. Les particules y cèdent leur énergie à des tubes immergés, dans lesquels est générée de la vapeur. Cette vapeur est ensuite détendue dans une turbine (dispositif classique dans l'industrie de production d'électricité, en particulier basée sur la combustion du charbon en lit fluidisé). Les particules refroidies sont évacuées de l'échangeur (circulation continue des particules), et dirigées vers le réservoir de stockage froid. Ce dernier est connecté à l'entrée du récepteur solaire.

Ce principe de «stockage-conversion» permet de dissocier la production d'énergie électrique ou thermique de la captation de l'énergie solaire. Ce dispositif n'est pas la partie innovante de cette invention car il a déjà été proposé par Warerkar et coll. [192], par exemple. L'innovation principale consiste à remplacer les fluides caloporteurs classiques par une suspension dense de fines particules en circulation à l'intérieur d'un récepteur solaire. Cette suspension gaz-particules présente les caractéristiques suivantes :

- Elle est constituée de particules de faible diamètre moyen (de $20\ \mu\text{m}$ à $100\ \mu\text{m}$, typiquement du groupe A de la classification de Geldart), ce qui permet de réaliser sa mise en fluidisation avec des vitesses de gaz faibles (quelques $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$). Cette propriété constitue un avantage par rapport aux solutions classiques de mise en suspension des particules par un lit circulant par exemple, qui nécessitent des vitesses de plusieurs $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.
- Il s'agit d'une suspension dense de particule, c'est à dire dont la porosité est proche de celle au minimum de fluidisation, soit environ 60 %. Dans ces conditions, la masse volumique de la suspension est supérieure à $1000\ \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$, soit environ 1 000 fois supérieure à celle de l'air à pression atmosphérique. En conséquence, la quasi totalité de l'énergie absorbée par le récepteur est stockée dans le solide, et le milieu possède les propriétés d'un quasi liquide.
- Le coefficient d'échange local entre la paroi recevant le rayonnement solaire concentré et la suspension est de l'ordre de $500\ \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$, c'est à dire environ 10 fois supérieur au coefficient d'échange entre un gaz et une paroi, et du même ordre de grandeur que celui entre un liquide et une paroi.

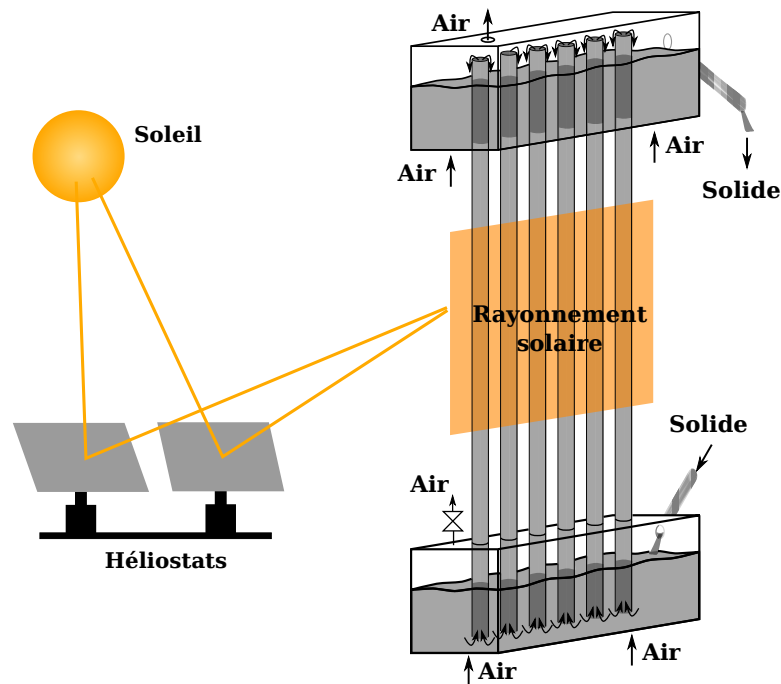


FIGURE 1.5 – Exemple de maquette permettant le transport vertical d'une suspension gaz-particules en phase dense.

La Figure 1.5 représente une solution possible de mise en circulation des particules en écoulement ascendant dans les tubes de récepteur. La pressurisation du lit fluidisé inférieur entraîne l'ascension du solide dans les tubes plongés dans ce dernier. Dans le cas de l'écoulement descendant, la circulation du solide bénéficie de l'aide de la gravité. Ce dispositif est une alternative sérieuse aux fluides de transfert classiquement utilisés : il élargit la gamme de température de fonctionnement, ne présente aucune toxicité ni dangerosité, permet de stocker l'énergie, et offre un transfert thermique efficace.

Le récepteur solaire placé au sommet de la tour est constitué d'un ou plusieurs échangeurs multitubulaires constituant les modules absorbeurs du récepteur. Deux configurations pour la réalisation du récepteur solaire sont envisagées :

- La première configuration est un échangeur multitubulaire à écoulements denses descendants (Figure 1.6). Pour cette configuration, suivant les conditions opératoires envisagées, deux régimes d'écoulement de la suspension gaz-solide peuvent être observés :

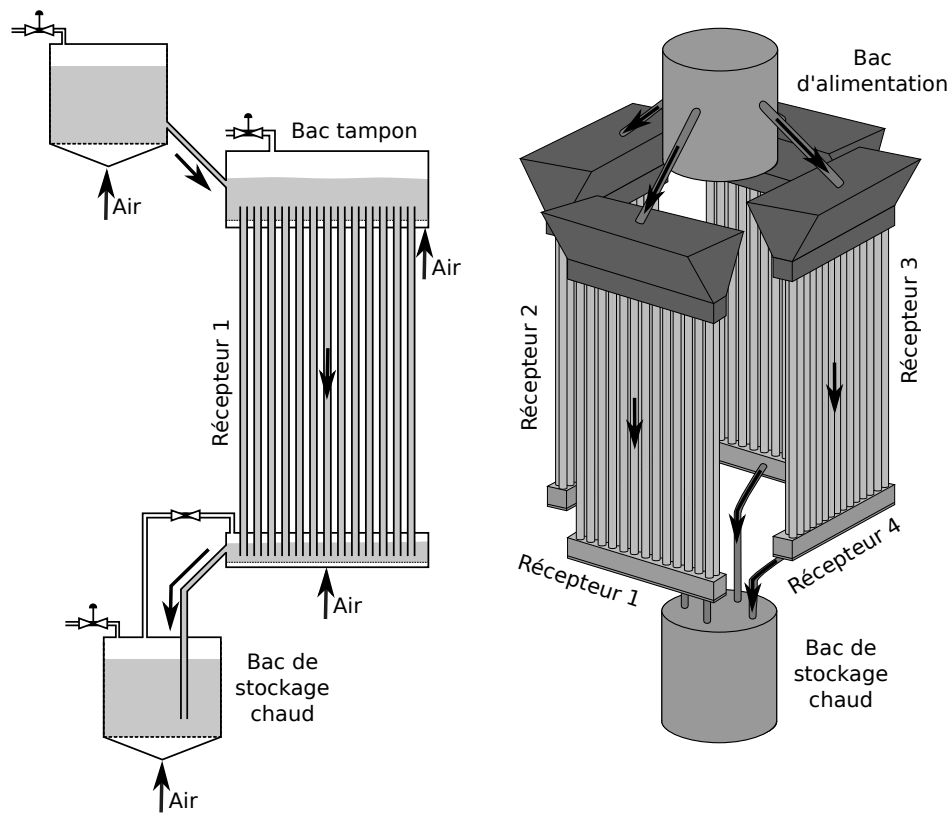


FIGURE 1.6 – Schéma de principe du récepteur solaire à suspensions denses de particules (écoulements descendants). Exemple de modules absorbants éclairés par un champ d'héliostats circulaire.

- i) échangeur à écoulements denses descendants fluidisés,
- ii) échangeur à lit mobile.

Dans cette configuration, un bac tampon fluidisé alimente le faisceau des tubes constituant le récepteur solaire. En sortie du récepteur, un lit fluidisé récupère les particules solides chaudes avant de les acheminer vers le bac de stockage chaud. Dans cette configuration, le débit de solide ainsi que le débit résiduel de gaz dans les tubes sont contrôlés grâce au réglage de la pression dans le bac de stockage chaud. Suivant la valeur de la vitesse de glissement locale (la différence entre la vitesse des particules et la vitesse du gaz), la circulation de la suspension peut être réalisée en :

- i) lit mobile (vitesse de glissement $<$ vitesse minimale de fluidisation),
 - ii) écoulements denses descendants fluidisés homogènes (vitesse minimale de fluidisation $<$ vitesse de glissement $<$ vitesse minimale de bullage),
 - iii) écoulements denses descendants fluidisés à bulles (vitesse de glissement $>$ vitesse minimale de bullage).
- La seconde configuration est constituée d'un bac tampon qui alimente un lit fluidisé appelé «nourrice», dans lequel plonge l'extrémité inférieure du faisceau de tubes (Figure 1.7). La fluidisation et la pressurisation de la nourrice permet d'assurer le transport du solide dans les tubes de l'échangeur. En tête de l'échangeur, un lit fluidisé récupère les particules solides chaudes avant de les acheminer vers le bac de stockage chaud.

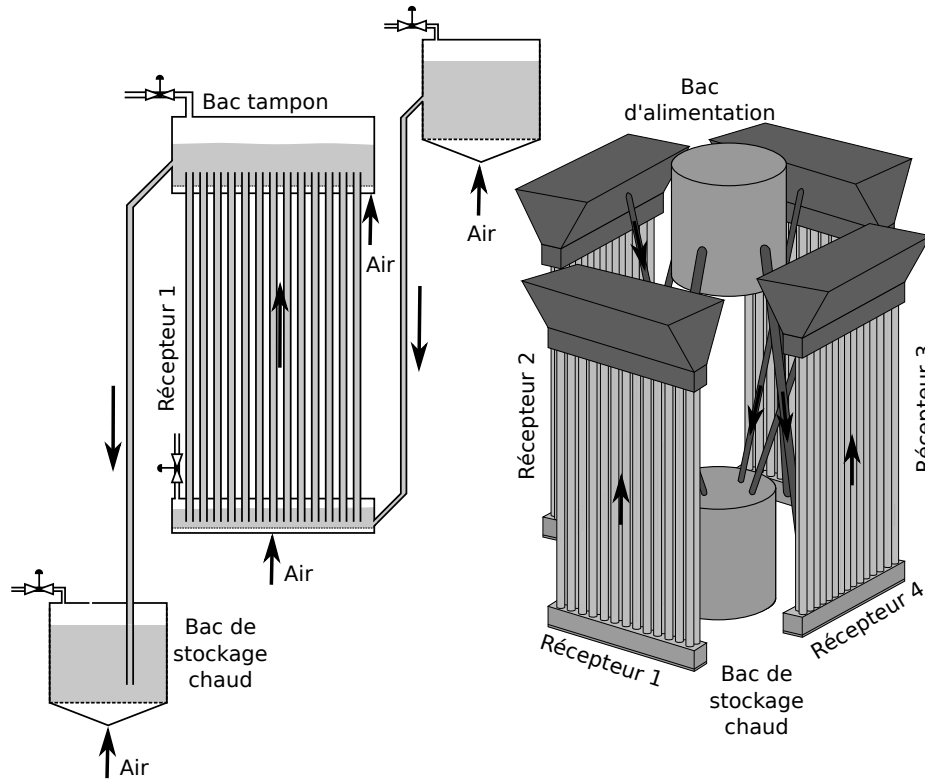


FIGURE 1.7 – Schéma de principe du récepteur solaire à suspensions denses de particules (écoulements ascendants) Exemple de modules absorbeurs éclairés par un champ d'héliostats circulaire.

L'objectif étant de stocker l'énergie par augmentation de la chaleur sensible du solide, tout en consommant un minimum d'énergie, la technologie utilisée doit permettre de transporter une quantité importante de solide tout en utilisant une quantité minimale de gaz. La surface de contact entre le solide et la paroi doit également être maximale, avec une agitation suffisante des particules, de façon à optimiser le transfert. Ces critères sont réunis dans l'innovation proposée. De nombreux défis techniques doivent cependant être relevés afin d'utiliser des suspensions de particules fluidisées comme fluide de transfert.

Le développement de cette innovation a été financé :

- de mars à septembre 2011 par le Programme Interdisciplinaire Énergie (PIE) du CNRS,
- de décembre 2011 à février 2015 par le Programme Cadre n°7 (PC7) de la Commission Européenne.

Trois conditions doivent être réunies pour que le projet puisse conduire à un développement industriel : le fluide de transfert proposé doit permettre d'atteindre des températures de fonctionnement plus importantes ($T > 600\text{ °C}$) pour une production électrique plus efficace, être plus respectueux de l'environnement et plus sûr, et enfin, permettre de réduire les coûts de production de l'électricité ou de stockage. Le concept proposé a la capacité de répondre à ces trois critères.

En conclusion, l'invention présentée comprend deux aspects novateurs :

- l'utilisation d'un nouveau fluide de transfert pour la récupération d'énergie solaire concentrée : les suspensions gaz-solide denses, permettent d'éviter l'ensemble des contraintes imposées par les fluides de transfert classiques,

- la proposition d'un nouveau concept de récepteur solaire pour lequel ces suspensions gaz-solide denses circulent à l'intérieur d'absorbeurs tubulaires.

1.5 Nouveau fluide de transfert thermique : suspensions denses de particules fluidisées par un gaz

L'utilisation de particules solides associées à cette technologie de concentration offre d'intéressantes options, notamment par l'augmentation des températures de fonctionnement. Ces températures rendraient possible la production d'énergie à partir de cycles thermodynamiques à haute température plus efficaces (Singer [169]). De plus, l'importante capacité de stockage d'énergie sous forme thermique de certains solides permettrait de proposer un dispositif de stockage intégré, tout comme les sels fondus (les mêmes particules récupèrent et stockent l'énergie).

En fonctionnement, la poudre sera chauffée à haute température afin de récupérer l'énergie du rayonnement solaire. Au-delà d'une certaine température (température de Tammann), la poudre devient cohésive, c'est le phénomène de frittage. La température de Tammann est considérée être la température maximale d'utilisation des particules. Il s'agit de la température à partir de laquelle la mobilité des atomes et des lacunes à la surface d'un solide deviennent appréciables. Elle est considérée égale à la moitié de la température de fusion exprimée en Kelvin. À cette température, les collisions entre les particules peuvent conduire à la formation d'agglomérats. C'est un phénomène qu'il faut absolument éviter car il conditionne la stabilité hydrodynamique de la suspension.

Ainsi, la poudre idéale doit :

- être stable à haute température, c'est à dire, ne pas subir de modifications de ses propriétés physiques,
- avoir une capacité calorifique volumique la plus grande possible,
- pouvoir être utilisée sur une large gamme de température.

1.5.1 Choix de la nature des particules solides

Le choix de la nature des particules solides repose principalement sur :

- Sa valeur de la température d'initiation du frittage (Tammann). Elle doit être la plus élevée possible.
- Sa capacité calorifique volumique (stockage d'énergie), estimée par le produit $\rho_p \cdot c_p$, où ρ_p est la masse volumique du solide, et c_p la capacité calorifique massique du solide.
- Sa résistance mécanique à l'attrition. Cette grandeur fixe le taux de poussière généré lors du convoyage.
- Sa dangerosité (problèmes liés à la sécurité et à l'environnement).
- Sa disponibilité et son coût.

La conductivité thermique du solide peut également être citée mais ce critère s'avère moins important.

Parmi les poudres habituellement utilisées, nous avons retenu trois d'entre elles : le sable, l'alumine compacte et le carbure de silicium. Leurs propriétés thermophysiques sont comparées dans le Tableau 1.4. Le carbure de silicium a la température de frittage la plus élevée, la conductivité thermique la plus élevée, et sa capacité de stockage d'énergie sous forme de chaleur sensible est importante. Le carbure de silicium a donc été naturellement retenu pour servir de fluide de transfert. Sa stabilité à haute température, sa disponibilité quasi illimitée et son faible coût ont également déterminé le choix de ce produit.

Tableau 1.4 – Tableau comparatif des poudres.

	Sable	Alumine compacte	Carbure de silicium
ρ_p [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]	2630	2360	3210
c_p [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]	835	800	670 (20 °C) - 1260 (1000 °C)
$\rho_p \cdot c_p$ [$\text{kJ} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$]	2196	1888	≈ 3210
T_{fritt} [°C]	860	1100	1400
λ [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]	≈ 2	≈ 10	≈ 40

1.5.2 Choix de la taille des particules de carbure de silicium

Le diamètre de la poudre a été choisi à partir du diagramme de la classification des poudres de Geldart [75, 77] et d'une estimation de l'importance des forces interparticulaires (Van der Waals) par rapport à celle de gravité. Le diamètre moyen des particules doit permettre de respecter les critères suivants :

- Une bonne qualité de fluidisation. La poudre doit être fluidisée à faible vitesse de gaz tout en évitant la formation de chemins préférentiels (renardage) dans le lit.
- De bonnes propriétés d'écoulement, indispensables pour une manutention aisée de la poudre (stockage, transport).
- Une vitesse de transport en phase diluée raisonnable. Cette grandeur détermine l'énergie de ventilation nécessaire pour le recyclage des particules solides vers le récepteur.

Toutes les poudres ne sont pas fluidisables, et leur comportement vis à vis de la fluidisation dépend de leur nature et de leurs propriétés physiques. Ainsi, Geldart a classé les poudres en quatre groupes selon leur comportement vis à vis de la fluidisation. La Figure 1.8 positionne chaque classe de poudre en fonction du diamètre moyen des particules d_p et de la différence entre la masse volumique des particules ρ_p et celle du gaz ρ_g .

Pour une même valeur de la différence $\rho_p - \rho_g$, l'évolution des propriétés de fluidisation avec l'augmentation du diamètre des particules peut être expliquée par la diminution des forces d'interactions interparticulaires. Lorsque les forces d'interactions interparticulaires sont grandes devant la force de gravité, alors la poudre a tendance à former des agglomérats éphémères.

Pour deux particules de taille identique, les forces de Van der Waals F_{VdW} peuvent être estimées par la relation suivante (Capes [34], Sherrington et Olivier [165], Sommer [171], Pietsch [151]) :

$$F_{VdW} = \frac{C \cdot d_p}{e^2} \quad (1.1)$$

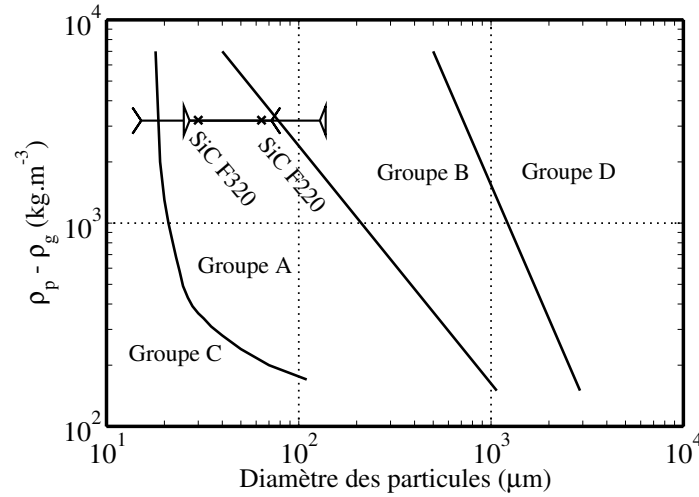


FIGURE 1.8 – Classification des poudres selon Geldart : SiC F220 ($d_{[3,2]} = 64 \mu\text{m}$), SiC F320 ($d_{[3,2]} = 35 \mu\text{m}$). Les symboles (x) fournissent le diamètre moyen surfacique de chaque lot.

où d_p est le diamètre des particules, C est la constante de Hamacker, et e est la distance interparticulaire.

La force de gravité F_{grav} (poids) est quant à elle déterminée à partir de la relation suivante :

$$F_{grav} = \frac{\pi \cdot d_p^3}{6} \cdot \rho_p \cdot g \quad (1.2)$$

où $g = 9,81 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ est l'accélération de la pesanteur.

À titre d'exemple, la Figure 1.9 représente l'effet du diamètre des particules sur le rapport des forces d'interactions interparticulaires (force de Van der Waals) et de gravité. Le calcul a été réalisé en fixant la valeur de C et e respectivement à $4,2 \cdot 10^{-21} \text{ J}$ et 5 nm . Une distance interparticulaire e de 20 nm a également été utilisée et présentée sur la Figure 1.9, afin de borner le rapport entre ces deux forces.

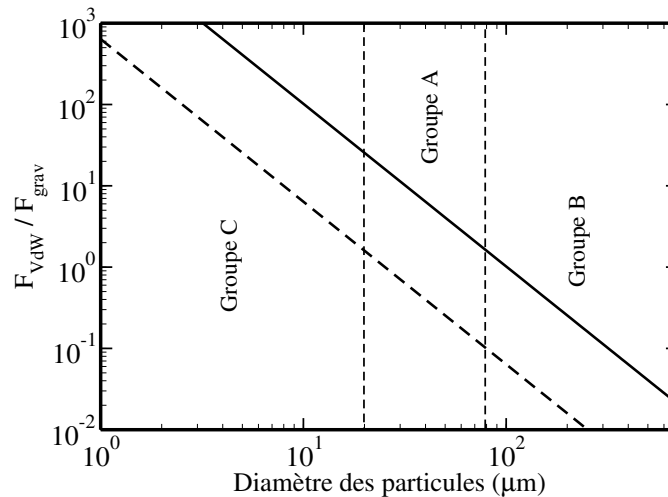
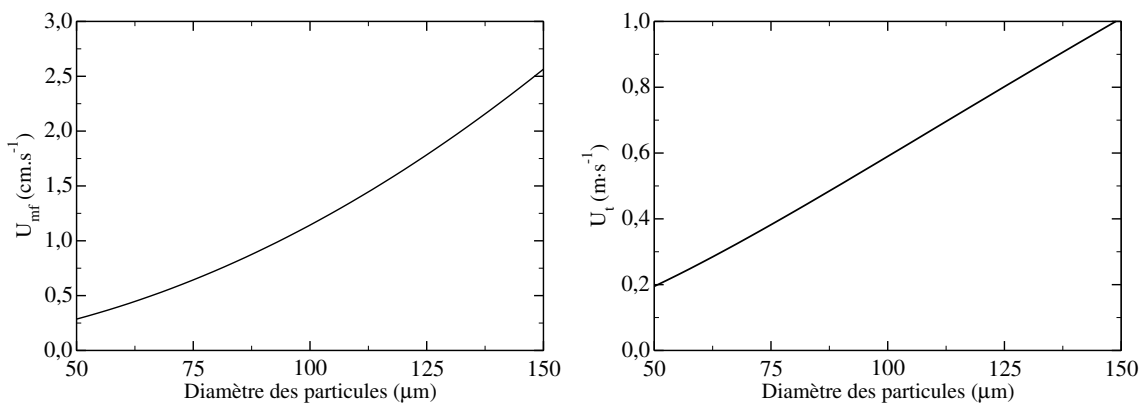


FIGURE 1.9 – Comparaison des forces d'interactions interparticulaires avec la force de gravité pour les particules de carbure de silicium $\rho_p = 3210 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $C = 4,2 \cdot 10^{-21} \text{ N} \cdot \text{m}$: (—) $e = 5 \text{ nm}$, (---) $e = 20 \text{ nm}$.

Les poudres d'une même classe ont un comportement et des propriétés similaires vis à vis de la fluidisation. Des plus fines aux plus grosses particules, les propriétés de chaque classe sont les suivantes :

- Les poudres de la classe C (cohésives) sont liées par des forces de cohésion interparticulaire d'intensité élevée, responsables de la formation de canaux préférentiels au sein du lit [115]. Ce phénomène est appelé «renardage». Ces poudres sont difficilement fluidisables. Pour ce type de poudre la force de liaison interparticulaire peut devenir largement supérieure à 10 fois la force de gravité (Figure 1.9).
- Les poudres de la classe A sont des poudres relativement fines. Les forces de liaison interparticulaire pour ce type de poudre ne sont pas négligeables devant la force de gravité. Elles présentent d'excellentes propriétés d'écoulement à condition que le milieu soit aéré. En effet, l'aération du milieu augmente la distance interparticulaire, diminue les forces de cohésion, et favorise les propriétés d'écoulements. Le stockage et le transport en phase dense de ces poudres nécessitent des appareillages ou des installations munis de systèmes d'aération. Les poudres de classe A ont une fluidisation particulaire ou homogène (forte expansion du lit) entre la vitesse minimale de fluidisation U_{mf} et la vitesse minimale de bullage U_{mb} à partir de laquelle les premières bulles commencent à apparaître dans le lit. Ces vitesses sont faibles, de l'ordre du centimètre par seconde. Ces poudres ont une désaération lente quand la fluidisation est interrompue : elles restent longtemps fluides. Elles ont aussi une tendance au fusage lors de la vidange d'une trémie, c'est à dire, un écoulement de type fluide à travers l'obturateur.
- Pour les poudres de la classe B, les forces interparticulaires sont négligeables devant la force de gravité. La fluidisation et la manutention de ces poudres sont extrêmement aisées et ne nécessitent pas de dispositifs particuliers.
- En ce qui concerne les particules de classe D (taille supérieure à $800\ \mu\text{m}$), leur fluidisation nécessite des vitesses élevées.

La Figure 1.10(a) représente l'effet de la taille des particules sur la vitesse minimale de fluidisation du carbure de silicium à partir de la corrélation de Thonglimp et coll. [181] (équation 1.3). La vitesse minimale de fluidisation croît de $0,5$ à $3,5\ \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ lorsque le diamètre des particules varie de 50 à $150\ \mu\text{m}$.



(a) Évolution de la vitesse minimale de fluidisation en fonction du diamètre des particules de carbure de silicium de la classe A et B de la classification de Geldart calculée par l'Équation (1.3) ($50 < d_p < 150\ \mu\text{m}$, $\rho_p = 3210\ \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ et $T = 20\ ^\circ\text{C}$). (b) Évolution de la vitesse terminale de chute U_t en fonction du diamètre moyen des particules de carbure de silicium calculée par l'Équation (1.7) ($50 < d_p < 150\ \mu\text{m}$, $\rho_p = 3210\ \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ et $T = 20\ ^\circ\text{C}$).

FIGURE 1.10 – Évolution des vitesses U_{mf} et U_t du carbure de silicium en fonction du diamètre moyen surfacique des particules. Ces vitesses sont caractéristiques du comportement en fluidisation d'une poudre.

La Figure 1.10(b) présente quant à elle l'évolution de la vitesse terminale de chute d'une particule isolée en fonction du diamètre de la particule à température ambiante. La vitesse terminale de chute d'une particule isolée varie de 0,2 à 1 m · s⁻¹ lorsque le diamètre des particules varie de 50 à 150 μm.

Dans le but de minimiser la consommation énergétique liée à la ventilation, nous avons choisi des poudres de classe A. Autrement dit, des poudres de taille comprise entre 30 à 100 μm. Parmi les différents lots de carbure de silicium disponibles chez le distributeur Mineralex, deux lots de poudre ont été achetés : le carbure de silicium F320 ($d_{[3,2]} = 35 \mu\text{m}$), et le carbure de silicium F220 ($d_{[3,2]} = 64 \mu\text{m}$). La distribution de taille des particules de ces lots est présentée sur la Figure 1.12.

Comme le montre la Figure 1.8, ces poudres appartiennent à la classe A de la classification de Geldart, et la poudre F220 est proche de la frontière entre les classes A et B. L'observation de la Figure 1.9 montre que le rapport F_{VdW}/F_{grav} est environ 5 fois plus élevé pour la poudre F320 que pour la poudre F220. Autrement dit, la poudre SiC F320 est plus cohésive que la poudre F220. Cette observation a été confirmée par des essais préliminaires réalisés dans une colonne de fluidisation transparente de 19,2 cm. Ces essais ont montré que la fluidisation du lot SiC F220 est plus homogène que celle observée pour le lot SiC F320. Pour cette dernière, des phénomènes de renardage (chemins préférentiels) ont été observés à faible vitesse de fluidisation. De plus, la fluidisation de cette poudre est accompagnée d'une émission conséquente de poussière.

Pour ces raisons, le lot SiC F220 a été retenu pour réaliser les essais expérimentaux.

1.6 Caractérisation du carbure de silicium F220

Cette section du chapitre rassemble les données portant sur :

- les propriétés morphologiques du carbure de silicium : distribution de taille des particules et facteur de forme,
- les propriétés physiques : masse volumique du solide,
- les propriétés d'écoulement : compressibilité, fluidisabilité, et coulabilité du carbure de silicium,
- les vitesses caractéristiques : vitesse minimale de fluidisation U_{mf} , vitesse minimale de bullage U_{mb} , vitesse maximale de fluidisation U_t , vitesse d'engorgement U_{ch} et vitesse de saltation U_{salt} .

Les trois premières vitesses caractéristiques ne dépendent que des propriétés des particules solides et de celles du gaz. Les deux dernières vitesses quant à elles, en dehors des propriétés intrinsèques solide-gaz, dépendent aussi du débit massique surfacique de solide (kg · m⁻² · s⁻¹).

1.6.1 Propriétés morphologiques et physiques du carbure de silicium

Les mesures granulométriques sont effectuées au Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse par granulométrie laser en voie sèche (MALVERN Mastersizer 2000 - Module Sirocco 2000, Pression de dispersion de 2 bars). Les définitions de différentes grandeurs caractéristiques de la distribution granulométrique sont présentées en Annexe A.

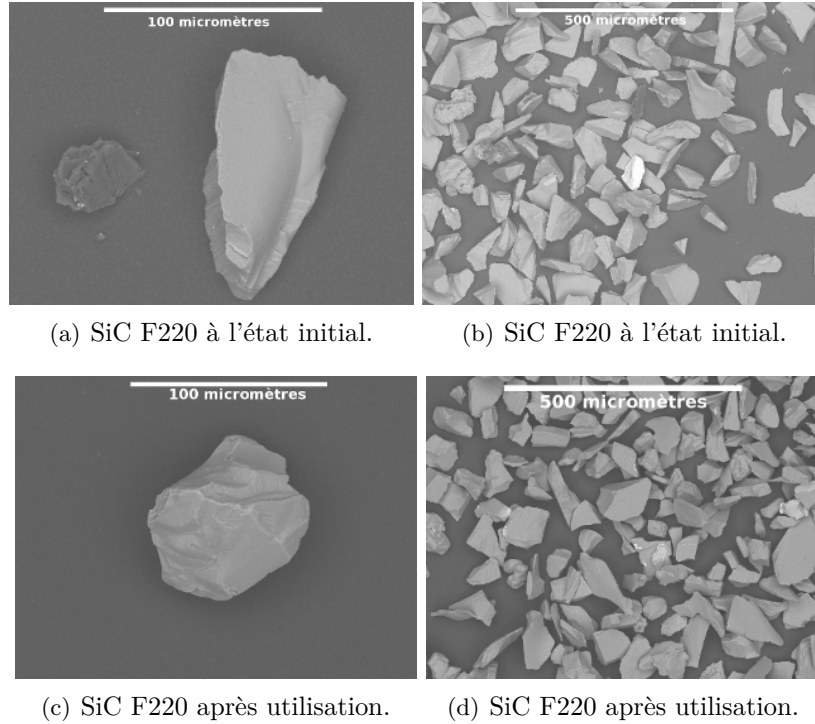


FIGURE 1.11 – Images obtenues par microscopie électronique à balayage : (a) et (b) correspondent à la poudre initiale, (c) et (d) correspondent à la poudre à la fin de l'ensemble des essais.

Sur la Figure 1.11 sont représentées les images obtenues par Microscopie Électronique à Balayage (MEB) d'un échantillon des particules du lot SiC F220. Elles montrent que la poudre est constituée de particules de forme non sphérique ayant des arêtes vives.

Sur la Figure 1.12 sont confrontées respectivement, la distribution granulométrique du lot SiC F220 fourni par la société Mineralex, et celle déterminée après 300 heures d'expérimentation à froid et à chaud ($200 < T < 850$ °C). L'observation de cette Figure et du Tableau 1.5 montre qu'en dehors d'un définage naturel, les propriétés granulométriques du lot SiC F220 sont quasi conservées. En effet, le Tableau 1.5 montre une conservation des diamètres caractéristiques (d_{10} , d_{50} et d_{90}) et du coefficient de variation (*span*) du lot SiC F220. L'augmentation du diamètre d_{32} (Sauter) et l'augmentation du facteur de forme peuvent être attribuées au définage du lot utilisé et au probable arrondissement des particules.

Tableau 1.5 – Caractérisation par granulométrie.

	SiC (début)	SiC (fin)
$P_{analyse}$ [bars]	2	2
d_{50} [μm]	78	78
d_{10} [μm]	45	46
d_{90} [μm]	129	128
Span	1,07	1,04
$d_{[3,2]}$ [μm]	64	72
$d_{[4,3]}$ [μm]	83	83
Φ	0,77	0,87

La masse volumique des particules de carbure de silicium annoncée par le fournisseur est de $3210 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$. Cette valeur a été retrouvée expérimentalement par la technique de pycnométrie à eau.

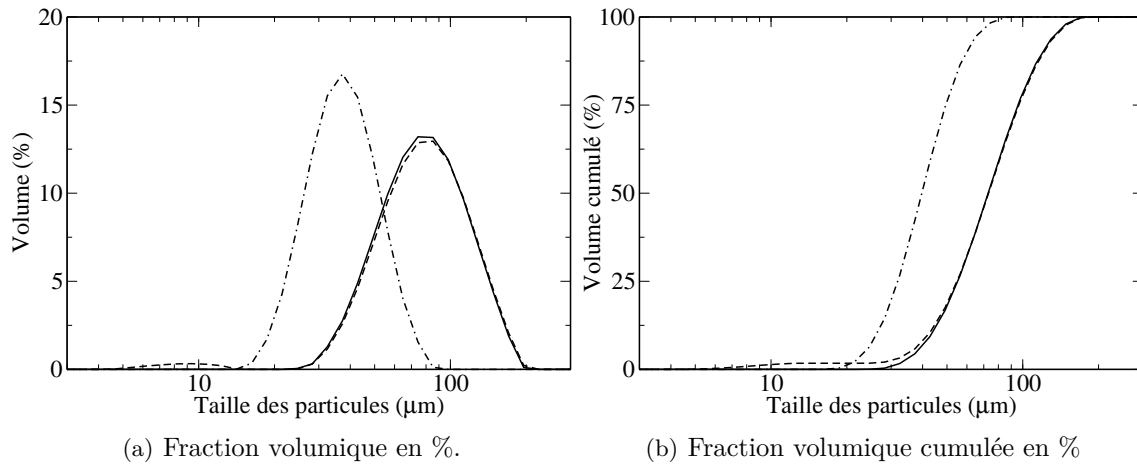


FIGURE 1.12 – Distribution granulométrique du SiC : (---) SiC F220 au moment de l'achat, (—) SiC F220 après 300 h d'expériences «à froid» et «à chaud», (- · - ·) SiC F320 à l'achat.

1.6.2 Propriétés d'écoulement du carbure de silicium F220

La coulabilité d'une poudre représente son aptitude à s'écouler librement, de manière régulière et constante, sous la forme de particules individuelles. Cette propriété est très importante pour :

- la vidange d'une trémie,
- la fluidisation,
- et le transport pneumatique.

Différents tests empiriques permettent de caractériser ces phénomènes de manière quantitative. Carr [35] a proposé une méthode empirique basée sur la détermination de différents paramètres permettant de caractériser la coulabilité d'une poudre.

Ces paramètres, évalués par le combiné de caractérisation de poudre HOSOKAWA Micron Corporation - Powder Tester Model PT-S, sont :

- la masse volumique en vrac ρ_{vr} ,
- la masse volumique tassée ρ_{ta} ,
- la compressibilité γ ,
- l'angle de talus θ_t ,
- l'angle de spatule θ_s ,
- l'indice d'uniformité I_u .

Le protocole expérimental, ainsi que la méthode de détermination de l'indice de coulabilité d'une poudre sont résumés en Annexe B. Le Tableau 1.6 résume les paramètres d'écoulement ainsi déterminés. À partir des masses volumiques tassée et en vrac de la poudre, ainsi que de la masse volumique du solide (obtenue par pycnométrie à eau), sont calculés les degrés de vide du lit fixe en vrac et tassé. Ces résultats complètent le Tableau 1.6.

Selon Carr [35], la faible valeur de compressibilité (<20 %), et un angle de talus inférieur à 40°, classent la poudre retenue parmi celles ayant une bonne coulabilité.

Ainsi, la manutention (stockage et transport) du lot SiC F220 ne pose pas de problème particulier, et les techniques conventionnelles peuvent être utilisées.

Tableau 1.6 – Paramètres de Carr du carbure de silicium F220.

Paramètre	Valeur	Indice
Compressibilité	11,9 %	22
Angle de Talus	36,5°	19,5
Angle de Spatule	30,8°	22,5
Indice d'uniformité	1,9	25
Total	bon	89
Masse volumique en vrac [kg · m ⁻³]	1419	
Taux de vide en vrac	0,56	
Masse volumique tassée [kg · m ⁻³]	1610	
Taux de vide tassé	0,50	

1.6.3 Détermination des grandeurs caractéristiques de la fluidisation du lot SiC F220

Le comportement d'une poudre vis à vis de la fluidisation donne des informations importantes sur sa transportabilité. La technique de fluidisation gaz-solide consiste à mettre en suspension des particules solides dans un courant gazeux ascendant. Le milieu résultant est appelé «lit fluidisé» car son comportement est semblable à celui d'un liquide en état d'ébullition. Le principe de cette technique est présenté en Annexe C.

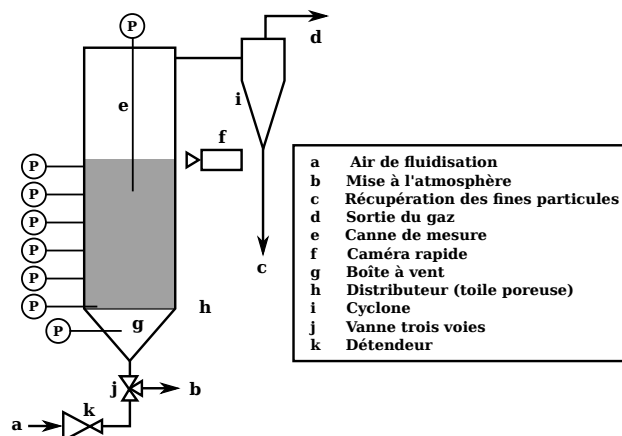


FIGURE 1.13 – Schéma de la colonne statique de caractérisation des poudres.

Les essais ont été réalisés avec un échantillon représentatif du lot de 20 kg. L'installation utilisée est une colonne de fluidisation classique à paroi transparente de 19,2 cm de diamètre interne et de 2 m de hauteur. Elle est équipée de capteurs de pression et d'une caméra rapide permettant d'enregistrer l'évolution de la pression pariétale et de la hauteur du lit fluidisé au cours d'une manipulation (Figure 1.13).

Dans un premier temps, la colonne était équipée d'une plaque perforée de 0,2 % de porosité. Cette dernière représente le pourcentage de la surface de la plaque occupée par les orifices. Nous avons remarqué certaines anomalies de fluidisation de la poudre par ce distributeur comme la formation de passages préférentiels dans le lit, et notamment près des parois de la colonne. La mauvaise qualité de la fluidisation est attribuée à une perte de charge insuffisante du distributeur à de faibles vitesses du gaz ($< 1 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$).

Ainsi, une toile poreuse utilisée au préalable pour la fluidisation de particules à la frontière des classes C et A de la classification de Geldart, a été installée sur la colonne (Figures 1.14(a) et 1.14(b)). Nous avons remarqué que cette toile assure une excellente qualité de fluidisation, même au voisinage du minimum de fluidisation, comme en témoigne la Figure 1.15(a). La qualité

de fluidisation a été définie comme le rapport entre la perte de charge totale du lit sur son poids apparent par unité d'aire de section droite de la colonne. A partir de cette étude préliminaire, nous avons conclu que pour assurer une fluidisation convenable des poudres de carbure de silicium, il faut retenir des distributeurs à plaques frittées permettant d'assurer une perte de charge supérieure à 10 mbars au minimum de fluidisation. Ce critère nous a permis de choisir les caractéristiques du distributeur à plaques métalliques frittées pour la conception de nos maquettes «froide» et «chaude» (Chapitre 3).

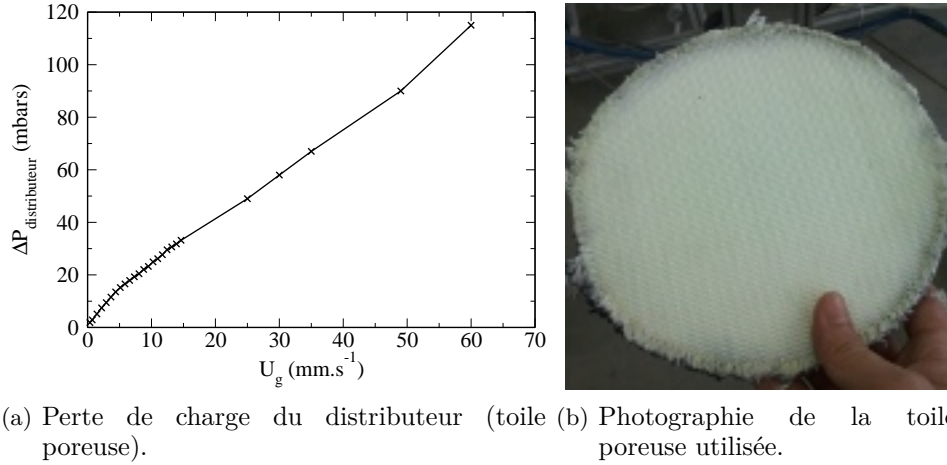


FIGURE 1.14 – Perte de charge et photographie de la toile poreuse utilisée sur la colonne de fluidisation (Figure 1.13).

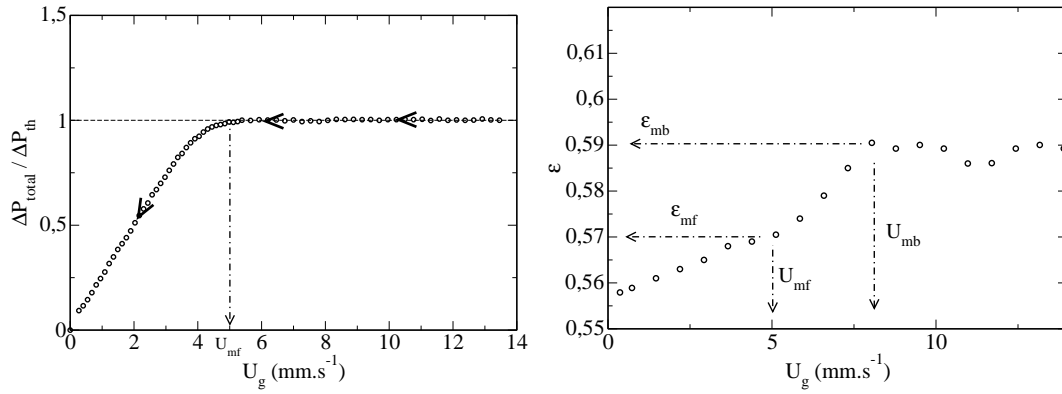
1.6.3.1 Détermination expérimentale des vitesses caractéristiques (U_{mf} et U_{mb})

La Figure 1.15(a) est le tracé du diagramme de fluidisation du carbure de silicium à vitesse de fluidisation décroissante. Elle représente le rapport de la perte de charge totale mesurée sur la perte de charge théorique (poids apparent du lit ramené à la section droite de la colonne) en fonction de la vitesse superficielle du gaz. La vitesse minimale de fluidisation est déterminée expérimentalement par la méthode normalisée proposée par Richardson [156]. Cet auteur définit la vitesse minimale de fluidisation comme l'abscisse du point d'intersection du palier de la perte de charge et de la courbe (droite) représentant l'évolution de la chute de pression à travers le lit fixe obtenu à vitesse décroissante. La vitesse minimale de fluidisation complète de la colonne de particules de carbure de silicium est de 5 mm · s⁻¹. Cette valeur expérimentale est comparable à celle prédite à partir de la corrélation de Thonglimp et coll. [181]. Cette dernière a été établie dans notre laboratoire pour les particules des classes A et B de la classification de Geldart (Équation (1.3)). La vitesse minimale de fluidisation calculée par la relation de Thonglimp est de 4,7 mm · s⁻¹.

$$Re_{mf} = \frac{U_{mf} \cdot \rho_g \cdot d_p}{\mu_g} = \left(31,6^2 + 0,0425 \cdot Ar \right)^{1/2} - 31,6 \quad (1.3)$$

Re_{mf} est le nombre de Reynolds au minimum de fluidisation et Ar est le nombre d'Archimède :

$$Ar = \frac{d_p^3 \cdot \rho_g \cdot (\rho_p - \rho_g) \cdot g}{\mu_g^2} \quad (1.4)$$



(a) Courbe de fluidisation ($\Delta P_{th} \approx 55$ mbars, soit une masse d'environ 16 kg contenue dans la colonne). (b) Évolution de la porosité avec la vitesse de fluidisation par mesure de la hauteur de la couche fluidisée à partir d'un enregistrement vidéo.

FIGURE 1.15 – Détermination expérimentale des vitesses et porosité caractéristiques de fluidisation du carbure de silicium utilisé.

1.6.3.2 Détermination de la porosité du lit

A partir de la mesure de la hauteur du lit expansé (H_{lit}) en fonction de la vitesse du gaz, la porosité du lit ϵ est calculée par la relation (1.5) :

$$\epsilon = 1 - \frac{m_p^{lit}}{\rho_p \cdot A_c \cdot H_{lit}} \quad (1.5)$$

avec m_p^{lit} la masse de particules contenues dans le lit et A_c la section de la colonne de fluidisation.

Ces résultats sont portés sur la Figure 1.15(b). On remarque une forte expansion du lit entre la vitesse minimale de fluidisation et une vitesse caractéristique appelée vitesse minimale de bullage. Ce régime est appelé le régime de fluidisation homogène ou particulaire. La vitesse minimale de bullage est définie comme la vitesse à laquelle les bulles de gaz apparaissent ou disparaissent au sein de la suspension. Cette grandeur est déterminée visuellement. Elle est de l'ordre de $8,0 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$. La porosité au minimum de bullage est proche de 59 %, et la porosité au minimum de fluidisation est d'environ 57 %. Ce comportement prouve que la poudre utilisée est effectivement de la classe A, mais cette faible expansion entre la vitesse minimale de fluidisation et la vitesse minimale de bullage montre que son positionnement sur le diagramme de Geldart est proche de la frontière A et B.

Richardson [48] propose une corrélation permettant de prédire la vitesse minimale de bullage (Équation (1.6)). La vitesse minimale de bullage obtenue à partir de cette corrélation est de $6,4 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, légèrement inférieure à la vitesse déterminée expérimentalement de $8,0 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$. La corrélation proposée par Abrahamsen et Geldart [1], applicable lorsqu'au moins 10 % de la masse du lot de poudre a un diamètre inférieur à $45 \text{ } \mu\text{m}$, aboutit au calcul d'une vitesse au minimum de bullage de $6,3 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$.

$$U_{mb} = 33 \cdot d_p \cdot \left(\frac{\mu_g}{\rho_g} \right)^{-0,1} \quad (1.6)$$

Lorsque la vitesse devient supérieure à une valeur maximale, considérée comme la vitesse terminale de chute libre d'une particule isolée (U_t), les particules sont entraînées dans le courant gazeux. La réduction de la masse de particules présentes dans la colonne se traduit par une chute de la perte de charge.

1.6.3.3 Estimation de la vitesse maximale de fluidisation

La vitesse maximale de fluidisation est considérée comme la vitesse à partir de laquelle les particules peuvent être entraînées hors du lit. Elle est considérée dans la plupart des cas comme la vitesse terminale de chute libre d'une particule isolée (U_t). Cette hypothèse est valable pour des particules non cohésives (particules de classe B et D). Par ailleurs, comme il sera constaté par la suite, la valeur U_t intervient dans le calcul de différentes grandeurs hydrodynamiques.

Haider et Levenspiel [83] proposent une méthode simplifiée directe de détermination de la vitesse terminale de chute libre d'une particule isolée, valable lorsque la sphéricité Φ est supérieure à 0,7 (Équation (1.7)). Elle est de $30,1 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les particules de carbure de silicium utilisées, en prenant une sphéricité Φ égale à 0,77.

$$U_t = U_t^* \cdot \left(\frac{\rho_g^2}{\mu_g \cdot (\rho_p - \rho_g) \cdot g} \right)^{-1/3} \quad (1.7)$$

avec,

$$U_t^* = \left(\frac{18}{(d_p^*)^2} + \frac{2,335 - 1,744 \cdot \Phi}{(d_p^*)^{0,5}} \right)^{-1} \quad (1.8)$$

et,

$$d_p^* = Ar^{1/3} \quad (1.9)$$

Le Tableau 1.7 récapitule l'ensemble des vitesses caractéristiques de fluidisation, ainsi que les porosités associées.

Tableau 1.7 – Vitesses minimale de fluidisation, minimale de bullage, terminale de chute libre du carbure de silicium F220 (* calculées par la méthode directe de Haider et Levenspiel simplifiée).

	Vitesse	Porosité
Minimale de fluidisation	$U_{mf} = 0,5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$	0,57
Minimale de bullage	$U_{mb} = 0,8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$	0,59
Chute libre	$U_t = 30,1 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$	(-)

1.6.4 Vitesses de désaération et de sédimentation du lot SiC F220

Lors de la défluidisation d'une couche de particules de classe A, Geldart et Wong [76] ont mis en évidence la présence de deux fronts, grâce à des observations visuelles réalisées sur une maquette bidimensionnelle transparente. Le premier front, descendant, correspond à la désaération du lit (chute de la surface de la couche solide). Le second, ascendant, correspond à la sédimentation du solide par le fond de la colonne.

L'objectif de cette partie est la détermination des grandeurs permettant de caractériser la cinétique de désaération de la poudre : la vitesse de désaération U_d et la vitesse de sédimentation U_s . Cette cinétique dépend fortement de l'étendue du régime de fluidisation homogène (écart entre les vitesses minimales de bullage et de fluidisation). De manière générale, la cinétique de

désaération est d'autant plus rapide que cet écart est faible. La désaération de particules de classe B par exemple, est quasi instantanée.

Le protocole expérimental est le suivant : à partir d'un état de fluidisation complète ($U_g > 5 \cdot U_{mb}$), la vitesse du gaz est réduite à deux fois la vitesse minimale de bullage ($U_g(t < 0 \text{ s}) = 2 \cdot U_{mb}$), puis après stabilisation, le débit d'air de fluidisation est brutalement coupé ($U_g(t = 0 \text{ s}) = 0$). Le front de désaération est estimé par la mesure de la hauteur du lit en fonction du temps, à partir d'un enregistrement vidéo. L'évolution temporelle de ce front est schématiquement représentée sur les Figure 1.16(a) et 1.16(b).

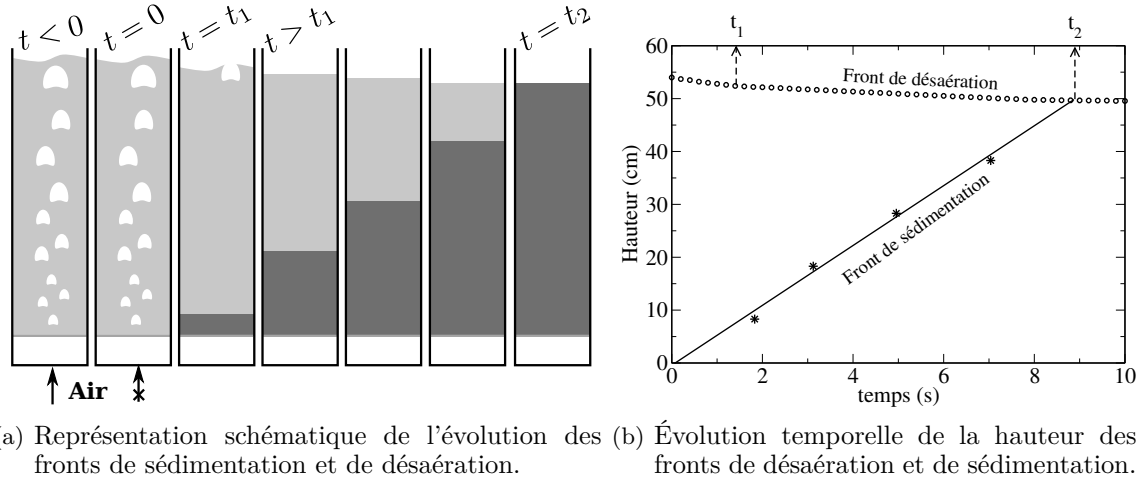


FIGURE 1.16 – Détermination des fronts de désaération et de sédimentation du carbure de silicium F220 sur une colonne de fluidisation.

La vitesse de désaération de la poudre de carbure de silicium est calculée par l'équation (1.10). Elle est de $4,1 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$.

$$U_d = \frac{H_1 - H_2}{t_1 - t_2} \quad (1.10)$$

Le principe des techniques utilisées dans la littérature pour la détermination de la vitesse de sédimentation (Das Sharma et coll. [45], Santos [162, 180] et Turzo [187]) repose sur la mesure de la pression locale du gaz à différents niveaux du lit de poudre. Ainsi, lors de la défluidisation, la pression locale a été mesurée :

- soit sur l'axe de la colonne par une canne mobile (Das Sharma et coll. [45] et Turzo [187]),
- soit à la paroi par une prise de pression pariétale (Santos [162, 180] et Turzo [187]).

Les travaux de Turzo [187] ont montré que ces deux techniques conduisent aux mêmes résultats. En ce qui nous concerne, la Figure 1.17 donne l'évolution de la pression du gaz mesurée en paroi à différents niveaux. Pour $t < 0$, les pressions correspondent à la perte de charge d'un lit fluidisé. Pour $t > 0$, une première pente négative est observée, jusqu'à un point de rupture de cette pente. Selon Sharma et coll. [45], l'abscisse du point de rupture de pente de chaque courbe correspond au moment où le front de sédimentation atteint le niveau du capteur de pression correspondant. L'évolution observée du profil de pression au-delà de ce temps représente la décompression du gaz emprisonné dans le lit fixe. Ces temps ont permis de tracer l'évolution du front de sédimentation de la Figure 1.16(b) et de déduire la vitesse de sédimentation de la couche. Elle est de l'ordre

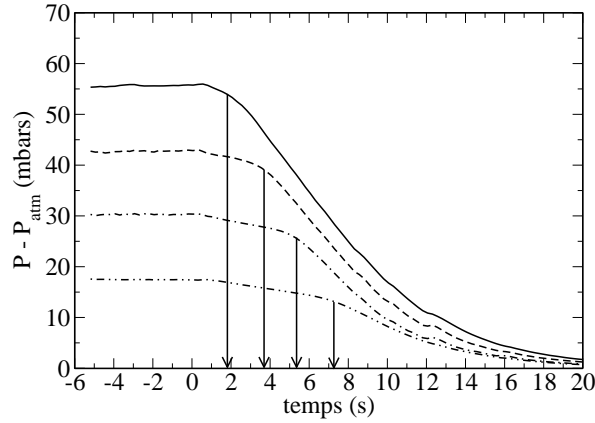


FIGURE 1.17 – Évolution temporelle de la pression du gaz mesurée en paroi à différentes hauteurs sur la colonne.

de 13 fois supérieure à la vitesse de désaération. Ces grandeurs sont importantes pour l'étude de l'écoulement dans les jambes de descente des cyclones, dans les standpipes, ou d'une manière générale dans le cas des suspensions gaz-particules denses en écoulement descendant.

La vitesse de sédimentation ainsi déterminée est de $5,6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$.

À partir de la vitesse de sédimentation U_s , il est possible de calculer le débit massique unitaire maximal G_s en l'absence d'aération pour un écoulement descendant de la suspension, à partir de la relation (1.11) proposé par Tavares [162].

$$G_s = (1 - \varepsilon_{mf}) \cdot \rho_p \cdot U_s \quad (1.11)$$

Le débit massique unitaire maximal de l'écoulement descendant d'une suspension dense est donc d'environ $77 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

1.6.5 Transport pneumatique du lot SiC F220 : vitesses caractéristiques

Dans le cadre de leur projet de fin d'étude, des étudiants de 3^{ème} année de l'ENSIACET et de l'ENSEEIH [3] ont réalisé le dimensionnement complet d'une centrale solaire de 20 MW de puissance. Ils ont montré que le transport pneumatique du solide depuis le sol vers le récepteur placé au sommet de la tour est la solution la plus efficace, tant sur le plan de l'investissement que sur celui de la consommation énergétique en fonctionnement, pour le transport. Pour ce faire, la vitesse du gaz doit dépasser des vitesses caractéristiques appelées vitesse d'engorgement lors du transport vertical, et vitesse de saltation lors du transport horizontal.

Pour une conduite de 0,3 m de diamètre, et un débit massique du lot SiC de $50 \text{ t} \cdot \text{h}^{-1}$, la vitesse et le taux de vide à l'engorgement U_{ch} et ε_{ch} sont respectivement de $4,9 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et 0,986.

Cette vitesse caractéristique du transport de poudre sera présentée plus en détail dans le cas de nos tubes de transfert thermique ($D_c = 3,4 \text{ cm}$) car dans le cas de particules de classe A, elle établit la frontière entre deux catégories de transports : le transport en «suspension diluée» ($U_g > U_{ch}$) et le transport en «suspension dense» ($U_g < U_{ch}$).

Conclusion

De nombreux moyens permettent de valoriser la ressource solaire. Cette étude concerne plus particulièrement le domaine de l'énergie solaire thermodynamique, où l'énergie du rayonnement solaire est récupérée par un fluide de transfert en écoulement à l'intérieur du récepteur. Parmi les centrales solaires à concentration, les centrales à tour se démarquent par leur potentiel d'industrialisation à grande échelle. Malheureusement, le développement industriel des centrales à tour est en grande partie limité par les performances des fluides de transfert utilisés, principalement des sels fondus ($NaNO_3$, KNO_3). Ces produits présentent une plage restreinte de température de fonctionnement, et d'importantes contraintes de sécurité sont liées à leur caractère corrosif. L'innovation brevetée par Flamant et Hemati [66] dans le cadre d'une collaboration entre l'Institut National Polytechnique de Toulouse et le Laboratoire CNRS-PROMES d'Odeillo consiste à remplacer ce fluide de *transfert* et de *stockage* par une suspension dense de gaz et de particules. Cette rupture technologique permettrait de répondre à un certain nombre d'objectifs d'amélioration des centrales solaires à tour, dont les perspectives de progression à court terme sont importantes. Contrairement aux technologies actuellement utilisées, cette invention permet de :

- s'affranchir de l'utilisation d'un hublot, élément fragile et coûteux, sensible à l'abrasion et dont la taille est limitée,
- mettre en circulation une grande quantité de solide par unité de volume, 5 à 10 fois supérieure au lit fluidisé circulant,
- minimiser la consommation parasite d'énergie de compression de l'air nécessaire à la mise en suspension, grâce à l'utilisation de particules de petit diamètre au minimum de fluidisation,
- opérer à des températures supérieures à celles des fluides de transfert classiques tels que les sels fondus (binaire $KNO_3 - NaNO_3$) ou la vapeur dont la température limite d'utilisation est d'environ $550^\circ C$,
- utiliser un quasi fluide non toxique et non dangereux par rapport aux fluides de transfert utilisés classiquement dans les centrales solaires : huile de synthèse et sels fondus qui sont respectivement inflammable et comburants (puissants),
- mettre en oeuvre un milieu pouvant servir à la fois de fluide de transfert et de matériau de stockage.

L'innovation consiste à récupérer l'énergie du rayonnement solaire concentré sur les tubes du récepteur solaire, directement par de fines particules en écoulement à l'intérieur. La structure la plus adaptée d'écoulement correspond à une suspension dense (approximativement 40 % volumique de solide), dont la fluidisation et le transport nécessitent une faible quantité d'air, dans l'objectif de limiter les dépenses énergétiques de fonctionnement. Ce type particulier de transport, développé par le Laboratoire de Génie Chimique, a déjà été employé pour le transport vertical de particules. Son application à l'énergie solaire concentrée soulève un certain nombre de défis parmi lesquels : le contrôle hydrodynamique de ces écoulements sur un faisceau de tubes en parallèle. Cette innovation a été proposée à la Commission Européenne à travers le projet CSP2 «Concentrated Solar Power in Particles» dans le cadre de l'appel à projet «Advanced Heat Transfer Fluids for CSP Technology» du 7^{ème} Programme Cadre. Ce projet a reçu un avis positif de financement afin de développer un pilote de 150 kW_{th} et de promouvoir cette innovation.

Au sein de ce projet, les travaux confiés au Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse ont eu pour objectifs de définir les règles de design de ce type d'échangeur par la construction d'une maquette froide. L'étude expérimentale de cette maquette a permis de déterminer les paramètres opératoires du fonctionnement stable de ces échangeurs. La construction d'une maquette chaude de récepteur solaire a permis d'évaluer les performances thermiques de ce nouveau fluide de transfert et de stockage, la flexibilité du système face aux variations des conditions d'ensoleillement, ainsi que l'influence des paramètres opératoires sur le transfert.

Les performances d'un échangeur à suspensions denses gaz-particules sont intimement liées aux propriétés physiques et morphologiques du solide divisé. Le carbure de silicium a été retenu pour ses propriétés thermophysiques intéressantes (température de frittage, capacité calorifique volumique et conductivité thermique). Les particules de classe A ou A/B de la classification de Geldart sont caractérisées par une fluidisation homogène pour de faibles vitesses du gaz. Par conséquent, la taille des particules de carbure de silicium sélectionnée pour ce projet est comprise entre 30 et 80 μm . La caractérisation de cette poudre a été réalisée par différentes techniques expérimentales dont les principaux résultats sont synthétisés dans le Tableau 1.8 : la distribution de taille des particules par granulométrie laser ($d_{32} = 64 \mu\text{m}$), les grandeurs hydrodynamiques caractérisant le comportement hydrodynamique de cette poudre vis-à-vis de la fluidisation dans une colonne de 19,2 cm de diamètre ($U_{mf} = 5 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, $\varepsilon_{mf} = 0,57$, $U_{mb} = 8 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $\varepsilon_{mb} = 0,59$), la masse volumique vraie par pycnométrie à eau ($\rho_p = 3210 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$), la morphologie et l'état de surface par MEB et l'indice de coulabilité à partir du Powder Tester.

Tableau 1.8 – Récapitulatif des propriétés intrinsèques du carbure de silicium du lot SiC F220.

Propriétés du lot SiC F220	
ρ_p	$= 3210 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
d_{10}	$= 45,2 \mu\text{m}$
d_{50}	$= 78,2 \mu\text{m}$
d_{90}	$= 128,9 \mu\text{m}$
d_{32}	$= 63,9 \mu\text{m}$
d_{43}	$= 82,8 \mu\text{m}$
U_{mf}	$= 5,0 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $\varepsilon_{mf} = 0,57$
U_{mb}	$= 8,0 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $\varepsilon_{mb} = 0,59$
U_t	$= 30,1 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$

Nomenclature

Symboles grecs :

α_k : taux de présence de la phase k	λ : conductivité thermique	$\left[\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}} \right]$
γ : compressibilité	μ : viscosité dynamique	$\left[\text{Pa} \cdot \text{s} \right]$
ε : porosité	ρ : masse volumique k	$\left[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \right]$
η : rendement	ΔP : perte de charge du gaz	$\left[\text{mbar} \right]$
θ_s : angle de spatule	ΔT : écart de température	$\left[^\circ \text{C} \right]$
θ_t : angle de talus	Φ : facteur de forme	

Symboles romans :

c_p : capacité calorifique massique	$\left[\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \right]$	u_g : vitesse interstitielle du gaz	$\left[\text{m} \cdot \text{s}^{-1} \right]$
$d_{[3,2]}$: diamètre moyen surfacique	$\left[\mu\text{m} \right]$	A_c : section de la colonne	$\left[\text{m}^2 \right]$
$d_{[4,3]}$: diamètre moyen volumique	$\left[\mu\text{m} \right]$	C : constante d'interaction	$\left[\text{N} \cdot \text{m} \right]$
d_p : diamètre des particules	$\left[\mu\text{m} \right]$	D_c : diamètre de la colonne	$\left[\text{m} \right]$
d_X : ouverture du tamis qui laisse passer X % de la masse de l'échantillon	$\left[\mu\text{m} \right]$	I_u : indice d'uniformité	
\bar{h} : coefficient de transfert thermique moyen	$\left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}} \right]$	F_k : débit massique de la phase k	$\left[\frac{\text{kg}}{\text{s}} \right]$
m_p^{lit} : masse de solide dans le lit fluidisé	$\left[\text{kg} \right]$	F_{grav} : force de gravité	$\left[\text{N} \right]$
$span$: resserrement granulométrique autour du diamètre moyen		H_{lit} : hauteur du lit fluidisé	$\left[\text{m} \right]$
		T : température	$\left[^\circ \text{C} \right]$
		U : vitesse superficielle	$\left[\text{m} \cdot \text{s}^{-1} \right]$

Nombres adimensionnels :

Ar : nombre d'Archimède	$\frac{d_p^3 \cdot \rho_g (\rho_p - \rho_g) \cdot g}{\mu_g^2}$	Re_p : nombre de Reynolds particulaire	$\frac{\rho_g \cdot d_p \cdot U_g}{\mu_g}$
Re_{mf} : nombre de Reynolds particulaire	$\frac{\rho_g \cdot d_p \cdot U_{mf}}{\mu_g}$		

Indices :

ch : chocking	mf : minimale de fluidisation
fp : fluide-paroi	p : particule
$fritt$: frittage	$salt$: saltation
fus : fusion	t : terminale de chute
g : gaz	ta : tassée
$grav$: gravité	th : théorique
max : maximale	vr : vrac
mb : minimale de bullage	

Figures

1.1	Centrale solaire «Solar Two», Barastow, Californie, Janvier 2001 (source : U.S. Department of Energy, https://www.eeremultimedia.energy.gov).	10
1.2	Représentation schématique d'une centrale solaire à tour.	10
(a)	Vue d'ensemble.	13
(b)	Zoom sur la nourrice.	13
1.3	Schéma extrait du brevet proposé par Wasyluk et coll. [193] en 2013 : le trajet du sel fondu est représenté par les flèches noires. Sur ce schéma, le sel fondu effectue quatre passages d'exposition au rayonnement solaire.	14
(a)	Schéma du récepteur solaire à rideaux de particules testé au Sandia National Laboratory par Siegel et coll [166].	15
(b)	Schéma synoptique général de la boucle thermique et position fonctionnelle de l'échangeur pilote à 4 lits fluidisés : (1) Four tournant, (2) Stockage chaud, (3) Vannes à tiroir, (4) Lits fluidisés, (5) Écrans, (6) Déverses, (7) Stockage froid, (8) Convoyage pneumatique, (9) Ventilateurs, (10) Séparateur et débitmètre, (11) Cyclone, (12) Rayonnement solaire, (●) Thermocouples (extrait de Bataille [17]).	15
1.4	Technologies de récepteur solaire à exposition directe de particules solides au rayonnement solaire.	16
1.5	Exemple de maquette permettant le transport vertical d'une suspension gaz-particules en phase dense.	18
1.6	Schéma de principe du récepteur solaire à suspensions denses de particules (écoulements descendants).	19
1.7	Schéma de principe du récepteur solaire à suspensions denses de particules (écoulements ascendants).	20
1.8	Classification des poudres selon Geldart.	23
1.9	Comparaison des forces d'interactions interparticulaires avec la force de gravité.	23
(a)	Évolution de la vitesse minimale de fluidisation en fonction du diamètre des particules de carbure de silicium de la classe A et B de la classification de Geldart calculée par l'Équation (1.3) ($50 < d_p < 150 \mu\text{m}$, $\rho_p = 3210 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ et $T = 20^\circ\text{C}$).	24
(b)	Évolution de la vitesse terminale de chute U_t en fonction du diamètre moyen des particules de carbure de silicium calculée par l'Équation (1.7) ($50 < d_p < 150 \mu\text{m}$, $\rho_p = 3210 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ et $T = 20^\circ\text{C}$).	24
1.10	Évolution des vitesses U_{mf} et U_t du carbure de silicium en fonction du diamètre moyen surfacique des particules. Ces vitesses sont caractéristiques du comportement en fluidisation d'une poudre.	24
1.11	Images obtenues par microscopie électronique à balayage.	26
(a)	SiC F220 à l'état initial.	26
(b)	SiC F220 à l'état initial.	26
(c)	SiC F220 après utilisation.	26
(d)	SiC F220 après utilisation.	26
(a)	Fraction volumique en %.	26
(b)	Fraction volumique cumulée en %	26
1.12	Distribution granulométrique du SiC : (---) SiC F220 au moment de l'achat, (—) SiC F220 après 300 h d'expériences «à froid» et «à chaud», (-.-) SiC F320 à l'achat.	27
1.13	Schéma de la colonne statique de caractérisation des poudres.	28
(a)	Perte de charge du distributeur (toile poreuse).	29
(b)	Photographie de la toile poreuse utilisée.	29

1.14	Perte de charge et photographie de la toile poreuse utilisée sur la colonne de fluidisation (Figure 1.13).	29
(a)	Courbe de fluidisation ($\Delta P_{th} \approx 55$ mbars, soit une masse d'environ 16 kg contenue dans la colonne).	29
(b)	Évolution de la porosité avec la vitesse de fluidisation par mesure de la hauteur de la couche fluidisée à partir d'un enregistrement vidéo.	29
1.15	Détermination expérimentale des vitesses et porosité caractéristiques de fluidisation du carbure de silicium utilisé.	30
(a)	Représentation schématique de l'évolution des fronts de sédimentation et de désaération.	32
(b)	Évolution temporelle de la hauteur des fronts de désaération et de sédimentation.	32
1.16	Détermination des fronts de désaération et de sédimentation du carbure de silicium F220 sur une colonne de fluidisation.	32
1.17	Évolution temporelle de la pression du gaz mesurée en paroi à différentes hauteurs sur la colonne.	33

Chapitre 2

Étude bibliographique du transport vertical de particules solides fluidisées par un gaz

Sommaire

Introduction	41
2.1 Définitions	41
2.1.1 Vitesses	41
2.1.2 Transport ascendant : différentes catégories	43
2.2 Les régimes de transport ascendant de particules solides	44
2.2.1 Effets des propriétés des particules solides	44
2.2.2 Caractérisation des régimes de transport de particules de classe A	46
2.2.3 Définition des frontières entre le transport en suspension dense et le transport en suspension diluée	46
2.2.4 Délimitation des régimes de transport en «suspension dense»	51
2.2.4.1 Transition transport turbulent / transport piston	51
2.2.4.2 Description du phénomène de pistonage	52
2.2.4.3 Description du phénomène de bullage	57
2.3 Dispositifs expérimentaux de transport vertical ascendant de «sus- pensions denses»	59
2.3.1 Dispositifs de transport en «lit-mobile»	59
2.3.2 Dispositifs de transport en «suspension dense» fluidisée	60
2.3.3 Synthèse des dispositifs expérimentaux	67
Conclusion	68
Nomenclature	69
Table des figures	70

Introduction

Afin d'extraire avec la plus grande efficacité l'énergie thermique du faisceau de tubes exposés au rayonnement solaire, la suspension gaz-solide doit circuler à l'état dense à l'intérieur des tubes (fraction volumique de solide comprise entre 20 % et 40 %). L'efficacité de cet échangeur est intimement liée au fort couplage entre l'hydrodynamique et le transfert thermique suspension-paroi. Il est donc essentiel de caractériser ce type d'écoulement, très peu décrit et étudié dans la littérature, et d'identifier les moyens technologiques nécessaires à son contrôle.

Ce chapitre s'articule en trois parties. Dans la première partie, une revue de l'ensemble des régimes de transport vertical ascendant de solide est présentée. Elle permet de clairement distinguer le transport vertical en «suspension diluée» rencontré dans les risers (vitesse de gaz importante et taux de présence inférieur à 1 %), et le transport vertical en «suspension dense» pour lequel la suspension est dans un état similaire à celui d'un lit fluidisé.

La deuxième partie est consacrée à l'étude du comportement des lits fluidisés de particules de classe A en régimes de bullage et de pistonnage. Ces régimes sont dominants dans les tubes de transport du récepteur solaire à suspensions denses de particules.

La dernière partie est une revue des dispositifs expérimentaux de transport en «suspension dense». Elle permet d'identifier les verrous technologiques associés à ce type de transport, ainsi que les moyens techniques nécessaires pour assurer un transport continu et stable de particules solides.

2.1 Définitions

Dans ce paragraphe, ont été regroupées les définitions des termes retenus pour décrire le transport en phases dense et diluée.

2.1.1 Vitesses

Lors de l'étude hydrodynamique d'une suspension gaz-solide, l'état de la suspension est principalement imposé par la vitesse de glissement entre le gaz et les particules u_{sl} . Cette vitesse de glissement est définie par la différence entre la vitesse interstitielle du gaz u_g et celle des particules u_p (Équation (2.1)).

$$u_{sl} = u_g - u_p \quad (2.1)$$

La vitesse interstitielle du gaz peut être calculée à partir de la vitesse superficielle U_g et de la porosité de la suspension ε selon la relation (2.2) suivante :

$$u_g = \frac{U_g}{\varepsilon} \quad (2.2)$$

La vitesse des particules peut être déterminée à partir du débit massique de solide F_p , de la section droite de colonne A_c , de la masse volumique des particules ρ_p , et de la porosité ε , selon la relation (2.3) suivante :

$$u_p = \frac{F_p}{\rho_p \cdot A_c \cdot (1 - \varepsilon)} = \frac{G_p}{\rho_p \cdot (1 - \varepsilon)} \quad (2.3)$$

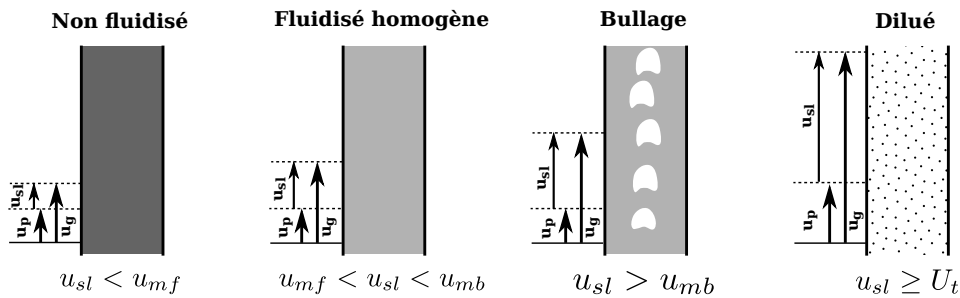
où G_p représente le débit massique surfacique de solide [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$].

Remarque : pour un lit fluidisé classique, en l'absence d'écoulement du solide, la vitesse moyenne des particules sur une section du réacteur est nulle, la vitesse de glissement est donc directement donnée par la vitesse interstitielle de la phase fluide.

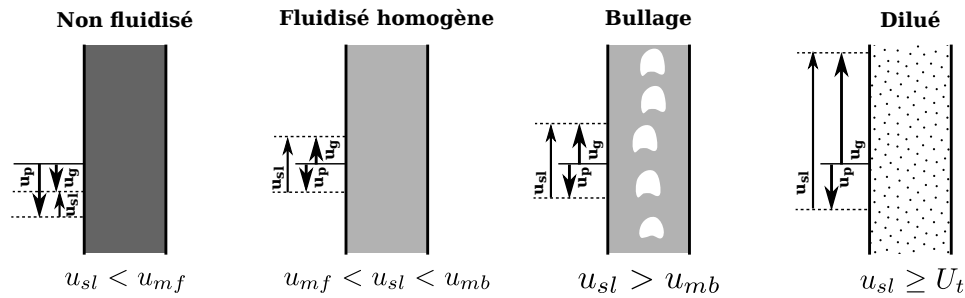
Comparée aux vitesses caractéristiques de la poudre étudiée, la vitesse de glissement donne des informations sur l'état de la suspension. Les vitesses caractéristiques retenues sont la vitesse interstitielle minimale de fluidisation u_{mf} , la vitesse interstitielle minimale de bullage u_{mb} , et la vitesse terminale de chute d'une particule isolée U_t .

L'état de la suspension peut être dans un premier temps défini par (Figure 2.1(b)) :

- Non fluidisé lorsque $u_{sl} < u_{mf}$.
- Fluidisé homogène lorsque $u_{mf} < u_{sl} < u_{mb}$.
- Fluidisé à bulles lorsque $u_{mb} < u_{sl}$.
- Pneumatique dilué lorsque $u_{sl} \geq U_t$.



(a) Cas du transport ascendant de la phase solide.



(b) Cas du transport descendant de la phase solide.

FIGURE 2.1 – Représentation des différents états de la suspension transportée en fonction de la vitesse de glissement entre le gaz et les particules.

Dans le cas du transport descendant de particules (écoulement en standpipe ou jambe de retour du cyclone), l'écoulement gaz-solide peut être à co-courant ou à contre-courant (Figure 2.1). Toujours dans le cas de l'écoulement descendant de la phase solide et sous le régime fluidisé à bulles, les bulles peuvent être entraînées vers le bas par les particules ou avoir un mouvement ascendant dans le référentiel de la colonne, selon leur vitesse relative par rapport aux particules.

Les phénomènes de coalescence des bulles, pour ce type d'écoulements peuvent conduire à la perturbation voir même au blocage de l'écoulement (Tavares [180]). Selon cette auteur, l'augmentation de la pression du gaz dans le sens de l'écoulement conduit à une diminution de sa vitesse. Si cette dernière devient inférieure à la vitesse minimale de fluidisation, la suspension se défluidise localement. Cela entraîne un blocage de l'écoulement. Pour pallier ce phénomène, il est souvent nécessaire de réaliser des injections localisées d'air de façon étagée, afin de compenser la réduction du volume du gaz.

L'état de la suspension le plus approprié au transport descendant de particules solides est donc l'état fluidisé homogène ([180, 213]). Le faible brassage des particules dans ce régime n'est pas favorable au transfert thermique paroi-suspension. Ces contraintes ont guidé notre choix d'étudier en priorité le transport ascendant de particules par un gaz à l'intérieur d'un faisceau de tubes.

Dans ce dernier cas, l'écoulement à co-courant gaz-solide conduit à une grande souplesse en ce qui concerne le choix du régime et la stabilité de l'écoulement (Figure 2.1(a)).

2.1.2 Transport ascendant : différentes catégories

Transport vertical ascendant en «suspension dilué»

Ces écoulements sont définis par des interactions faibles entre les particules. Le taux de présence du solide est généralement inférieur à 1 %. Ils sont pilotés par la force de traînée exercée par le gaz sur les particules.

Le transport en «suspension dilué» est le plus fréquemment rencontré au sein des réacteurs à lits fluidisés circulants. Il est très largement renseigné dans la littérature [20, 40, 172].

Le transport sous ce régime nécessite d'importantes quantités de gaz. En première approximation, il est possible d'affirmer qu'un kilogramme de gaz est nécessaire au transport d'un kilogramme de solide.

Transport vertical ascendant en «suspension dense»

Comme le souligne Yousfi et Gau [211], il existe une assez grande confusion dans la littérature au sujet de la dénomination du transport en phase dense. En effet, certains auteurs appellent «dense» le régime «concentré» de fluidisation rapide pour lequel il existe une recirculation de paquets de particules au voisinage des parois. Ce régime est caractérisé par des fractions volumiques locales de solide près des parois et en partie basse du réacteur proche de celle d'un lit fluidisé ($\alpha_p > 30\%$), et une fraction volumique globale (calculée sur l'ensemble du volume du réacteur) inférieure à 10 % [126, 87]. Le régime de transport turbulent est aussi appelé régime «dense» par Leung [110], bien que le taux de présence global des particules soit inférieur à 5 %. Klinzing et Marthur [95] considèrent «dense» le transport de solide lorsque le taux de chargement (loading ratio) défini comme le rapport du débit massique de particule, F_p , et le débit massique de gaz, F_g , est supérieur à 10. Or, sachant que la masse volumique du solide est souvent 1000 fois supérieure à celle du gaz, cela peut correspondre à un taux de présence global de solide inférieur à 1 %. Cette confusion dans la définition du transport en phase dense est liée aux critères imposés par les différents auteurs sur la valeur du taux de présence du solide pour définir les frontières entre les différents régimes de transport. Pour d'autres auteurs [210, 86, 87, 214, 187], le terme «dense» ne définit que des suspensions dont le taux de présence global des particules est comparable à celui que l'on rencontre en lit fluidisé classique ($\geq 25\%$). Cette dernière définition sera retenue pour notre travail. Dans la suite, ce régime d'écoulement est appelé «transport en suspension dense».

Caractéristiques

Le transport en «suspension dense» est quant à lui essentiellement animé par la pression du gaz. Elle doit être suffisamment élevée pour vaincre la pression hydrostatique de la colonne de solide. Le taux de présence global des particules est important ($\geq 25\%$). Les interactions entre les particules y sont particulièrement accrues. Leurs propriétés hydrodynamique et thermique sont semblables à celles d'un lit fluidisé classique. De plus, par rapport aux autres modes de transport, le transport en «suspension dense» offre un taux de chargement pouvant dépasser 200 ($F_p/F_g > 200$), surtout pour des particules de classe A de la classification de Geldart.

2.2 Les régimes de transport ascendant de particules solides

L'objectif est ici de présenter de façon qualitative l'ensemble des régimes de transport ascendant de particules solides par un gaz, et plus particulièrement, ceux rencontrés pour des particules de classe A de la classification de Geldart. Ce travail permettra de bien identifier et caractériser le régime d'écoulement dominant présent au sein des tubes d'échangeur à suspensions denses de particules.

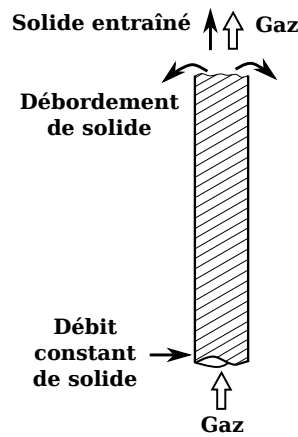


FIGURE 2.2 – Représentation du dispositif expérimental fictif imaginé par Rhodes [155].

Dans un premier temps, afin de s'affranchir de toutes considérations sur la géométrie et les caractéristiques techniques du dispositif de transport des particules, il est supposé possible d'imposer de façon totalement indépendante un débit de gaz et de solide à l'entrée d'un tube verticale (Figure 2.2). Cette hypothèse est celle proposée par Rhodes [155] dans l'objectif d'établir le diagramme des régimes de transport.

2.2.1 Effets des propriétés des particules solides sur les régimes de transport

Le diagramme récemment proposé par Rabinovich et Kalman [153], donne un aperçu de l'effet des propriétés des particules (diamètre et masse volumique), sur les régimes de transport (Figure 2.3). Il représente l'effet du nombre d'Archimède (Ar), caractérisant les propriétés du système gaz-particules, sur la vitesse de glissement entre phases, exprimée par une grandeur adimensionnelle, le nombre de Reynolds modifié Re_p^* (équation (2.4)) :

$$Re_p^* = \frac{\varepsilon \cdot \rho_g \cdot d_p}{\mu_g} \cdot (u_g - u_p) \quad (2.4)$$

L'équation (2.4) peut aussi être exprimée en fonction du débit de solide comme le montre l'équation (2.5).

$$Re_p^* = \frac{\varepsilon \cdot \rho_g \cdot d_p}{\mu_g} \cdot \left(u_g - \frac{F_p}{(1 - \varepsilon) \cdot \rho_p \cdot A_c} \right) \quad (2.5)$$

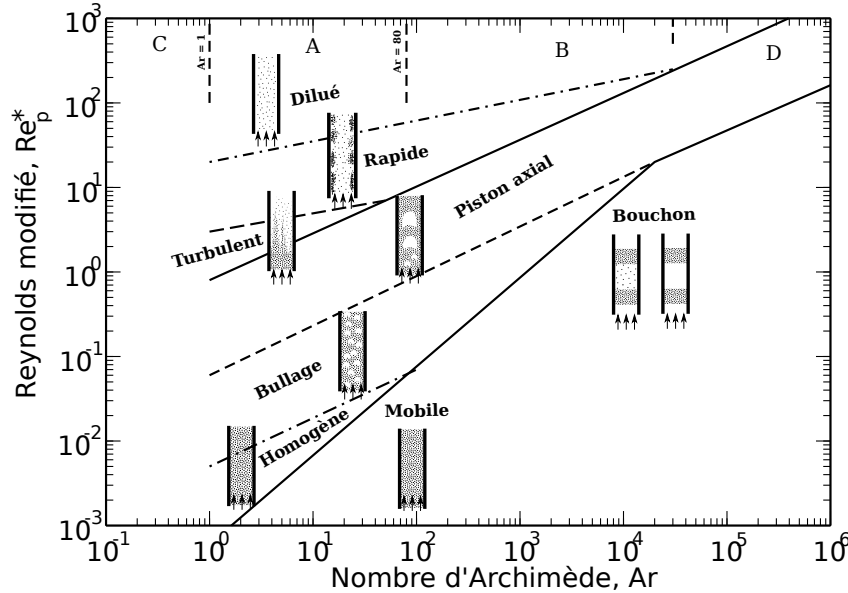


FIGURE 2.3 – Régimes de transport ascendant de particules par un gaz (Rabinovich [153]).

Sur ce diagramme ont aussi été représentées la frontière entre les différents régimes de transport et les plages du nombre d'Archimède correspondant aux différentes classes de particules. Il montre que les différentes catégories de particules ne se comportent pas de la même manière vis-à-vis du transport.

Concernant les particules de classe A, le transport peut se faire en phase diluée à forte vitesse du gaz, ou encore en régime de fluidisation particulaire (homogène) à faible vitesse du gaz. Dans le premier cas, le transport du solide est conditionné par les forces aérodynamiques, alors que dans le deuxième cas, c'est la pression du gaz à l'entrée du système qui pilote l'opération de transport. Pour des vitesses de gaz intermédiaires où la vitesse de glissement reste relativement faible (transport en régime de bullage ou pistonage), la force motrice du transport est encore la pression du gaz et le transport du solide se fait en suspension dense. La transition entre les deux régimes de transport, «suspension dense» et «suspension diluée», est marquée par le régime de transport turbulent, observé pour des vitesses de glissement relativement élevées ($u_g - u_p > U_t$). Ce régime n'est observé que pour des particules de classe A, dont l'origine peut être attribuée à l'agglomération éphémère (agrégation) de ce type de particules. La plupart des travaux bibliographiques s'accordent sur le fait que la vitesse de transport de cette famille de poudre est plusieurs fois supérieure à la vitesse terminale de chute des particules isolées. Ce phénomène peut être à l'origine de la présence d'une zone dense et d'une zone diluée, respectivement à la base et dans la partie haute de la ligne de transport. Le régime qui nous concerne est essentiellement le régime de bullage. Cependant, le régime de pistonage est rapidement atteint à cause :

- des paramètres géométriques : faible diamètre et grande hauteur du tube de transfert,
- de la réduction de la pression du gaz dans le sens de l'écoulement (expansion du gaz).

2.2.2 Caractérisation des régimes de transport de particules de classe A

L'identification des régimes de transport de particules solides par un gaz s'appuie sur différentes propriétés telles que : le taux de présence des particules, la vitesse du gaz, la vitesse des particules, la perte de charge du gaz dans le sens de l'écoulement, ou encore les fluctuations de perte de charge du gaz. Le taux de présence utilisé est souvent le taux de présence moyen calculé sur une tranche du lit à partir de l'Équation (2.6).

$$\alpha_p = \frac{\Delta P_{g,ij}}{(\rho_p - \rho_g) \cdot g \cdot L_{ij}} \quad (2.6)$$

où $\Delta P_{g,ij}$ et L_{ij} représentent respectivement la chute de pression du gaz et la hauteur de la tranche considérée.

2.2.3 Définition des frontières entre le transport en suspension dense et le transport en suspension diluée

La Figure 2.4 représente un silo qui, par l'intermédiaire d'une vanne, déverse des particules dans une conduite horizontale avec un débit F_p de solide. Le gaz pénètre dans la conduite à une vitesse superficielle U_g de façon à assurer le transport des particules. Ce type de dispositifs est utilisé pour la détermination des vitesses caractéristiques de transport de particules solides par un gaz.

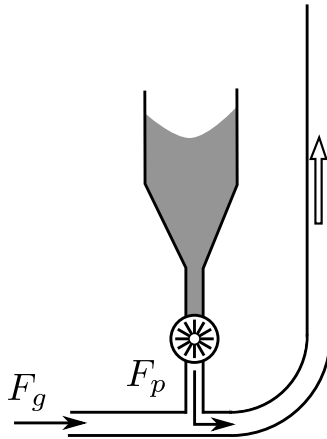


FIGURE 2.4 – Exemple de transport de poudre en phase diluée.

La Figure 2.5 est une représentation qualitative de l'évolution de la perte de charge par unité de longueur de conduite ($\Delta P/L$), en fonction de la vitesse superficielle du gaz (U_g) :

- La courbe inférieure en pointillés correspond à la perte de charge subie par le gaz seul en l'absence de solide. Les courbes de type CDE sont relatives au transport en phase dispersée. À vitesse donnée, la perte de charge augmente avec le débit de solide ($F_{p2} > F_{p1}$).
- Dans la région CD, la vitesse du gaz est élevée et la concentration en solide est faible. La perte de charge est essentiellement le résultat des frottements du gaz sur la paroi, et diminue avec la réduction de la vitesse du gaz. La réduction de la vitesse du gaz s'accompagne également d'une rétention plus importante de solide dans la conduite, ce qui tend à accroître la pression hydrostatique correspondant à la présence du solide (Figure 2.5(b)).

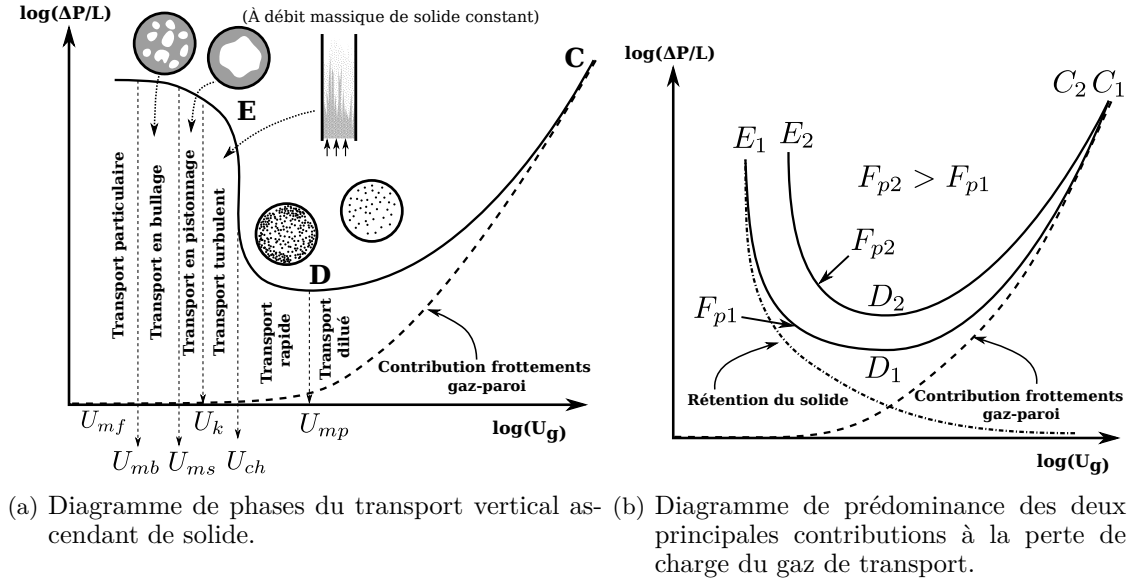


FIGURE 2.5 – Diagrammes de phases du transport vertical ascendant de solide.

- Dans la région DE, la concentration en solide augmente considérablement lorsque U_g diminue et la perte de charge s'accroît fortement. L'allure de la courbe de perte de charge (CDE) s'explique par le fait qu'en diminuant la vitesse du gaz, on diminue d'une part les frottements gaz-paroi, et d'autre part la vitesse des particules. Ainsi, pour un débit de solide constant, la rétention en solides dans la conduite augmente. Les effets antagonistes de ces phénomènes sur la perte de charge conduisent à l'existence d'un minimum en fonction de la vitesse du gaz.
- La vitesse du gaz au point E est appelée «vitesse d'engorgement (Choking velocity)», U_{ch} . À partir de cette vitesse, le comportement de la suspension dépend de la nature des particules solides. Pour des particules de classe B de la classification de Geldart, au voisinage du point E, la densité de la suspension gaz-solide devient trop grande et le transport s'effectue sous forme de pistons. Pour des particules de classe A, la transition entre le transport en phase diluée et dense passe par un régime intermédiaire, dit turbulent. Ainsi, U_{ch} correspond à la vitesse minimale à utiliser pour transporter le solide en phase diluée dans la conduite. Toutefois, la région d'engorgement est instable et des fluctuations importantes de perte de charge peuvent accompagner de faibles variations du débit de gaz selon les conditions opératoires retenues.

Il existe différentes corrélations qui permettent de déterminer U_{ch} . Les principales sont résumées par Bi et coll. [22]. Parmi ces corrélations, celle de Yang [205, 206] a été particulièrement retenue :

$$\frac{2 \cdot g \cdot D_c \cdot (\varepsilon_{ch}^{-4,7} - 1)}{\left(\frac{U_{ch}}{\varepsilon_{ch}} - U_t\right)^2} = 6,811 \cdot 10^5 \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_p}\right)^{2,2} \quad (2.7)$$

$$\frac{G_p}{\rho_p} = \frac{F_p}{\frac{\pi}{4} \cdot D_c^2 \cdot \rho_p} = \left(\frac{U_{ch}}{\varepsilon_{ch}} - U_t\right) \cdot (1 - \varepsilon_{ch}) \quad (2.8)$$

avec g l'accélération de la pesanteur, D_c le diamètre de la conduite, ε_{ch} la porosité du lit à la vitesse U_{ch} , U_t la vitesse terminale de chute libre des particules, ρ_g et ρ_p les masses volumiques respectives du gaz et des particules, et F_p le débit massique de solide.

Par ailleurs, dans le but d'éviter le dépôt de solide dans d'éventuelles conduites horizontales, il faut que la vitesse du gaz soit supérieure à une vitesse limite appelée vitesse de saltation U_{salt} , ou vitesse minimale de dépôt. Cette vitesse peut être évaluée par la relation (2.9) suivante (Rizk [157]) :

$$\frac{F_p}{\rho_g \cdot U_{salt} \cdot A_c} = \left(\frac{1}{10^{1440 \cdot d_p + 1,96}} \right) \cdot \left(\frac{U_{salt}}{(g \cdot D_c)^{0,5}} \right)^{(1100 \cdot d_p + 2,5)} \quad (2.9)$$

Dans le cas du transport vertical de poudre, la vitesse du gaz est imposée à la valeur U_{mp} correspondant au minimum de perte de charge sur la Figure 2.5(a). Sur la Figure 2.6(a) est représentée l'influence du débit massique surfacique de solide G_p sur la vitesse de choking U_{ch} estimée par la corrélation de Yang [205, 206], pour un diamètre de tube de transport de 3,4 cm correspondant à nos conditions opératoires.

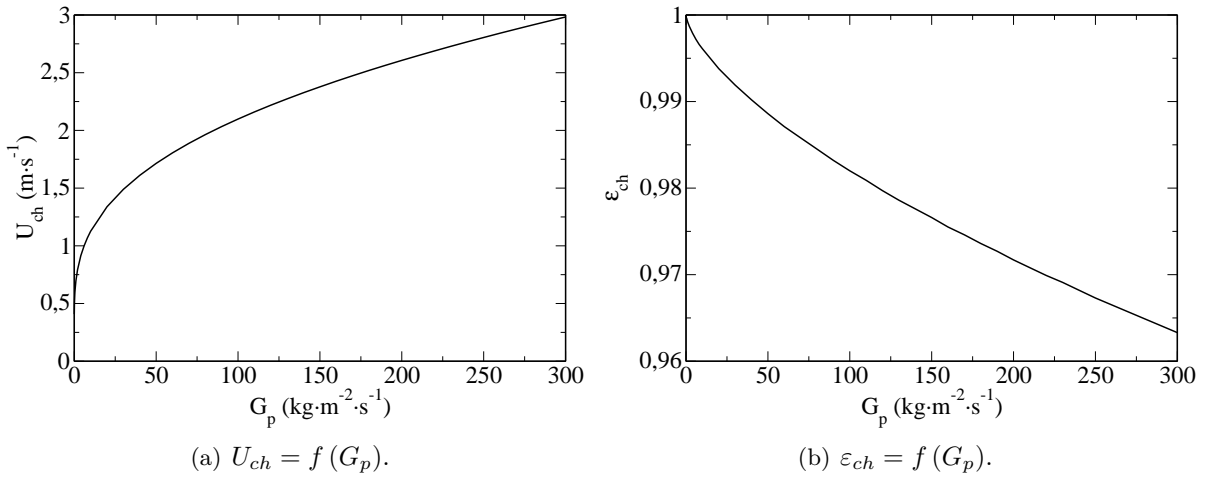


FIGURE 2.6 – Évolution de la vitesse de choking U_{ch} et de la porosité à l'engorgement de la colonne ε_{ch} en fonction du débit massique surfacique de solide G_p imposé à la colonne de transport ($\rho_g = 1,2 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $\mu_g = 1,85 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$).

Par ailleurs, dans le cas de l'étude hydrodynamique des lits fluidisés circulants, Yerushalmi et Canckurt définissent une vitesse caractéristique appelée vitesse de transport U_{tr} , dont la méthode de détermination est présentée ci-dessous.

À partir du dispositif expérimental présenté sur la Figure 2.2, un débit de gaz $U_{g,2}$ est imposé à la base du tube, et le débit de solide est progressivement augmenté à partir d'un débit nul. Le gradient de perte de charge mesuré suit alors le profil tracé entre les points O et A de la Figure 2.7. Entre ces deux points, le transport du solide se fait sous la forme d'une «suspension diluée», autrement dit, la fraction volumique de solide est nécessairement inférieure à 5 %. Pour un débit de solide donné, correspondant à l'abscisse du point A, une variation brutale du gradient de perte de charge est observée, suivant la verticale AA'. Cette augmentation brutale de la perte de charge est attribuable à l'affaissement de la suspension, et au remplissage de la colonne. L'énergie injectée dans le système par le gaz de transport n'est plus suffisante pour assurer le transport du solide sous la forme d'une suspension diluée. C'est le phénomène de choking. Au point A', la colonne est remplie de solide, et le solide est transporté sous la forme d'une «suspension dense», dont la fraction volumique du solide est équivalente à celle d'un lit fluidisé classique. L'augmentation de la perte de charge au-delà du point A' est le résultat de la diminution de la vitesse de glissement entre le gaz et les particules, lorsque le débit de solide est augmenté.

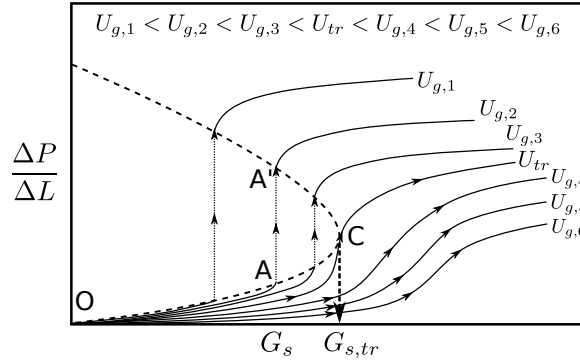


FIGURE 2.7 – Perte de charge du gaz sur une tranche de colonne en fonction du débit massique surfacique de solide pour différentes valeurs de vitesses de gaz de transport (Yerushalmi et Cankurt [207]).

La même expérience est réalisée en partant d'une vitesse de gaz imposée à la base de la colonne U_g plus importante. Tant que la vitesse du gaz est inférieure à la vitesse dite de «transport» U_{tr} , le phénomène de chocking est identifiable sur la mesure du gradient de perte de charge du gaz. Pour $U_g = U_{tr}$, les points A et A' sont confondus en un point C (Figure 2.7). Les coordonnées du point C donnent respectivement le débit massique surfacique de solide et la vitesse du gaz correspondant à la transition entre le régime de transport en phase diluée et le régime de transport en phase dense. Pour des vitesses de gaz supérieures à U_{tr} , la transition entre les transports dilué et dense se fait de manière progressive.

Selon Yerushalmi et Cankurt [207], Lee et Kim [106], Bi et Fan [21] ou encore Adanez et coll. [2], la vitesse U_{tr} peut être déterminée à partir de la mesure du débit de solide en fonction du débit de gaz imposé à la base d'un riser de lit fluidisé circulant, tel que celui présenté sur la Figure 2.8(a). La Figure 2.8(b) représente l'évolution du débit massique surfacique de solide en fonction de la vitesse du gaz pour différents inventaires de solide. Elle montre que dès que la vitesse du gaz devient inférieure à la vitesse de transport, le débit massique surfacique de solide chute brutalement. Le débit résiduel de solide mesuré à des vitesses plus faibles résulte du phénomène d'élutriation dans le riser. Notons que la détermination du débit massique surfacique $G_{s,tr}$ par cette technique est très imprécise du fait de la forte pente pour $U_g = U_{tr}$ comme le montre la Figure 2.8(b).

Une autre technique, appliquée dans le cadre de travaux réalisés au Laboratoire de Génie Chimique relatifs à la gazéification de la biomasse en lit fluidisé circulant (Detournay [52]), permet également d'estimer la vitesse de transport U_{tr} . Elle consiste à déterminer le temps de vidange d'une colonne initialement remplie par une quantité déterminée de solide, pour différentes valeurs de vitesse du gaz. La vitesse de transport U_{tr} est définie comme la vitesse du gaz à partir de laquelle, le temps de vidange devient indépendant de ce facteur.

De nombreux auteurs ont appliqué la technique schématisée sur la Figure 2.8 sur des poudres de différents diamètres et différentes masses volumiques, appartenant à la classe A, B et C de la classification de Geldart. La synthèse des résultats obtenus a conduit ces auteurs à l'expression du nombre de Reynolds de transport en fonction du nombre d'Archimède (Équation (2.10)), où le nombre de Reynolds de transport est défini par l'équation (2.11).

$$Re_{tr} = a \cdot Ar^b \quad (2.10)$$

$$Re_{tr} = \frac{\rho_g \cdot d_p \cdot U_{tr}}{\mu_g} \quad (2.11)$$

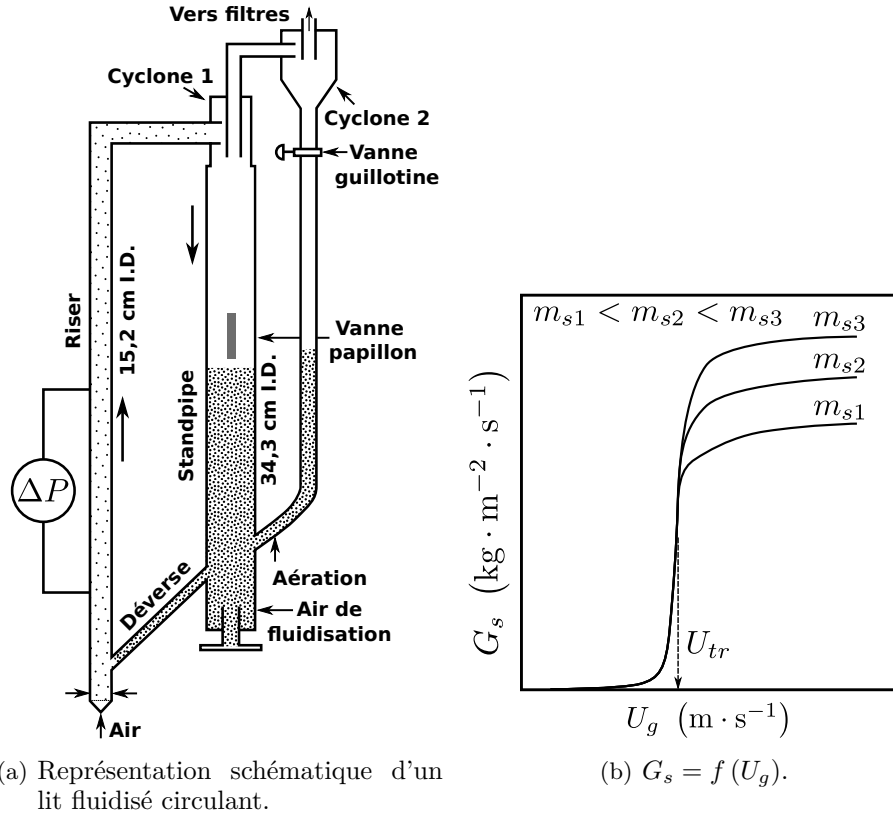


FIGURE 2.8 – Évolution du débit de solide transporté en fonction de la vitesse de gaz imposée à la base d'un riser de lit fluidisé circulant (m_s : inventaire de solide dans le standpipe).

Les valeurs de a et b obtenues par ces différents auteurs sont présentées dans le Tableau 2.1. À titre indicatif, les valeurs de vitesses de transport de particules de carbure de silicium de $64 \mu\text{m}$ par de l'air à température ambiante sont également présentées dans la dernière colonne de ce tableau.

Tableau 2.1 – Vitesse de transport U_{tr} exprimée en fonction du nombre d'Archimède pour des particules de classe A et B de la classification de Geldart (Application : particules de carbure de silicium de $64 \mu\text{m}$ de diamètre transportées par de l'air à température ambiante).

	a	b	$U_{tr} [\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$
Mori et coll. [132]	1,41	0,56	2,16
Lee et Kim [106]	2,916	0,354	2,20
Perales et coll. [148]	1,415	0,483	1,67
Bi et Fan [21]	2,28	0,419	2,15
Adánez et coll. [2]	2,078	0,463	2,28

Chebouni et coll. [38] tiennent compte de l'effet du rapport D_c/d_p . Sur la base de leurs résultats expérimentaux et de différents travaux de la littérature, ces auteurs proposent l'équation (2.12), le nombre de Reynolds turbulent en fonction du nombre d'Archimède et du rapport D_c/d_p . Dans les conditions de notre étude ($D_c = 34 \text{ mm}$, $d_p = 64 \mu\text{m}$), cette expression fournit une valeur $U_{tr} = 1,61 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

$$Re_{tr} = 0,169 \cdot Ar^{0,545} \cdot \left(\frac{D_c}{d_p} \right)^{0,3} \quad (2.12)$$

Par ailleurs, Perales et coll. [147] ont proposé l'équation (2.13) dans le cas de particules de classe A, où la vitesse de transport U_{tr} est simplement exprimée en fonction de la vitesse terminale de

chute d'une particule isolée U_t (Équation (1.7)). Cette expression appliquée aux particules de carbure de silicium utilisées dans cette étude aboutit à la valeur $U_{tr} = 1,66 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

$$U_{tr} = 5,5 \cdot U_t \quad (2.13)$$

2.2.4 Délimitation des régimes de transport en «suspension dense»

L'ensemble des régimes de transport de particules en «suspension dense» par un courant gazeux présentés dans la suite de ce chapitre sont similaires, en terme de propriétés, aux régimes de fluidisation rencontrés en lits fluidisés classiques, tels qu'ils sont présentés en Annexe D de ce document. La principale différence est le mouvement ascendant moyen du solide, qui doit être considéré pour le calcul de la vitesse de glissement entre le gaz et les particules. Les transitions entre ces différents régimes de transport sont représentées sur la Figure 2.5(a).

2.2.4.1 Transition du régime de transport turbulent au régime de transport par bullage/pistonnage

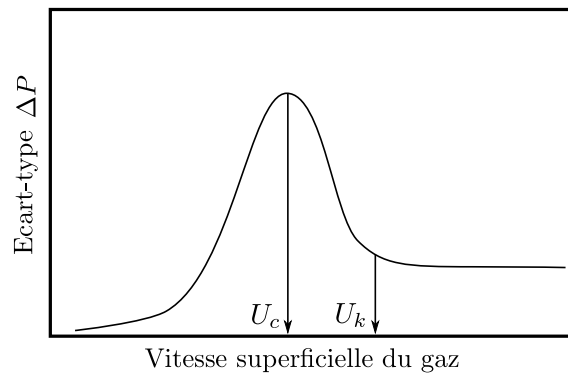


FIGURE 2.9 – Définitions des vitesses de transition U_c et U_k basées sur la mesure de l'écart type des fluctuations de perte de charge du gaz sur la colonne (Yerushalmi et Cankurt [207]).

Pour des vitesses du gaz comprises entre U_{tr} et une vitesse caractéristique U_k , en partie basse d'un riser ou d'une ligne de transport, le comportement de la suspension dense est souvent assimilé au régime de fluidisation turbulente. La vitesse de transition caractérisant ce régime est déterminée par la mesure des fluctuations de la chute de pression à travers le lit en fonction de la vitesse de gaz. La Figure 2.9, où est présentée l'évolution de l'écart type des fluctuations de la chute de pression sur la colonne fluidisée en fonction de la vitesse superficielle du gaz, montre la présence de deux vitesses caractéristiques U_c et U_k , définies respectivement par Yerushalmi et Cankurt [207] comme les vitesses de transition et complète de fluidisation turbulente. L'existence de deux vitesses caractéristiques témoigne du caractère continu de la transition du régime de bullage ou pistonnage (colonne de faible diamètre), vers le régime turbulent. Il faut préciser que ces deux grandeurs sont facilement accessibles expérimentalement pour les particules du groupe A, mais leur existence pour les autres types de particules n'est pas clairement mise en évidence. D'une manière générale, à vitesse croissante du gaz, à partir de U_c , les phénomènes de rupture des bulles provoqués par les mouvements de circulation intense du solide conduisent à une diminution progressive de la taille des cavités gazeuses (bulles). Cette vitesse est considérée comme la vitesse de transition entre le régime de bullage/pistonnage et le régime turbulent. Au-delà de U_k , le lit est constitué d'agrégats de particules en mouvement très intense. U_k marque le passage en régime complètement turbulent.

Au-delà de U_k , des particules solides sont entraînées dans le courant gazeux, et en absence d'un système de recyclage, le lit a tendance à se vider. La colonne est divisée en deux zones : une suspension dense en partie inférieure, et une zone de «freeboard» en partie supérieure. Le profil axial de fraction volumique du solide présente une forme en «S». Le débit de solide en sortie de colonne dépend de la hauteur de la zone de désengagement (freeboard).

La détermination de ces vitesses caractéristiques a fait l'objet de nombreux travaux, notamment pour les particules de classe A de la classification de Geldart. Le Tableau 2.2 regroupe différentes corrélations proposées dans la bibliographie et leur domaine d'application.

Tableau 2.2 – Vitesse de transport U_{tr} exprimée en fonction du nombre d'Archimède pour des particules de classe A et B de la classification de Geldart.

Auteurs	Corrélations	Domaine d'application
Fan et coll. [61]	$U_k = 0,3 \cdot (g \cdot D_t)^{0,5} + U_{mf}$	$358 < d_p < 1122 \mu\text{m}$ $2400 < \rho_p < 2650 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ $0,102 < D_t < 0,205 \text{ m}$
Han et coll. [84]	$U_c = 60 \cdot \rho_p^{0,58} \cdot d_p^{0,29} \cdot D_t^{0,53}$ $U_k = 45,24 \cdot \rho_p^{0,96} \cdot d_p^{0,18} \cdot D_t^{0,52}$	$24 < d_p < 2600 \mu\text{m}$ $1070 < \rho_p < 2920 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ $0,0779 < D_t < 0,305 \text{ m}$
Horio et coll. [89]	$Re_c = 0,936 \cdot Ar^{0,472}$ $Re_k = 1,41 \cdot Ar^{0,562}$	$54 < d_p < 2600 \mu\text{m}$ $54 < d_p < 650 \mu\text{m}$
Mori et coll. [132]	$Re_c = 0,36 \cdot Ar^{0,472}$ $Re_k = 1,46 \cdot Ar^{0,472}$	$56 < d_p < 134 \mu\text{m}$
Lee et Kim [106]	$Re_c = 0,7 \cdot Ar^{0,485}$	$0,44 < Ar < 4,4 \cdot 10^7$
Bi et Fan [21]	$Re_k = 0,601 \cdot Ar^{0,695}$	$Ar < 125$

Parmi ces corrélations, celle de Mori et coll. [132] fournit les prédictions les plus cohérentes, certainement car le domaine de validité est restreint, et qu'il correspond à nos conditions opératoires. À température ambiante, les corrélations de Mori et coll. donnent $U_c = 42,4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $U_k = 1,72 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Pour des particules de $70 \mu\text{m}$ de diamètre moyen et de $2000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ de masse volumique, Lanneau [103] a expérimentalement déterminé une vitesse complète de fluidisation U_k de $1,2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

2.2.4.2 Description du phénomène de pistonnage

Le pistonnage est le plus souvent observé dans les colonnes de faible diamètre D_c et de grande hauteur L_c , autrement désignées par le terme de colonnes profondes.

Selon Kunii et Levenspiel [98], le pistonnage correspond à la présence de bulles dont le diamètre dépasse 60 % du diamètre de la colonne ($d_b/D_c > 0,6$). Selon Davison et Harrison [46], les bulles deviennent instables lorsque leur vitesse relative d'ascension par rapport à la phase solide devient supérieure à la vitesse terminale de chute des particules U_t . Ce critère peut s'écrire sous la forme de l'équation (2.14). Le diamètre critique de la colonne D_{cc} en dessous duquel le transport s'expose au régime poche-bouchon (pistonnage) peut ainsi être estimé par la relation (2.15) ($D_{cc} = d_{b,max}$). La Figure 2.10 représente l'évolution du diamètre critique de colonne D_{cc} en fonction de la température pour 3 diamètres de particules différents. Elle montre que le diamètre critique de tube diminue avec l'augmentation de la température car le diamètre maximal d'une bulle stable diminue. À température ambiante, le diamètre critique de tube déterminé par ce critère est de $1,8 \text{ cm}$ pour des particules de $64 \mu\text{m}$.

$$0,711 \cdot \sqrt{g \cdot d_{b,max}} = U_t \quad (2.14)$$

où $d_{b,max}$ est le diamètre maximal d'une bulle stable.

$$D_{cc} = \left(\frac{U_t}{0,71} \right)^2 \cdot \frac{1}{g} \quad (2.15)$$

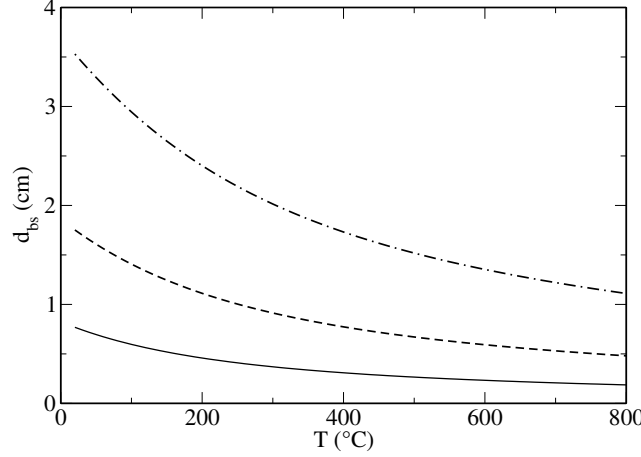


FIGURE 2.10 – Diamètre maximal d'une bulle selon Harrison[85] pour différents diamètres de particules : (—) $d_p = 50 \mu\text{m}$, (---) $d_p = 64 \mu\text{m}$, (-·-·) $d_p = 80 \mu\text{m}$.

Pour les particules de classe A, le régime de pistonnage est caractérisé par des bulles de gaz axisymétriques au centre de la colonne (Hovmand et Davidson [91]).

En comparant les conclusions de nombreuses études portant sur le pistonnage, Stewart et Davidson [177] ont démontré que le pistonnage intervient lorsque le rapport entre la vitesse d'excès par rapport au minimum de fluidisation et la vitesse d'un piston est supérieur à 0,2 (Équation (2.16)).

$$\frac{U_g - U_{mf}}{0,35 \cdot \sqrt{g \cdot D_c}} \geq 0,2 \quad (2.16)$$

L'équation (2.16) peut se mettre sous la forme suivante :

$$U_g - U_{mf} \geq 0,07 \sqrt{g \cdot D_c} \quad (2.17)$$

Ce critère correspond à une vitesse d'excès de $4,0 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ dans une colonne de 34 mm de diamètre.

Pour des particules dont le diamètre et la masse volumique sont compris respectivement entre 55 et $3380 \mu\text{m}$ et entre 850 et $2800 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, et des colonnes (tubes) de diamètre compris entre 5 et 30 cm, Baeyens et Geldart[10] ont déterminé la hauteur z à partir de laquelle l'écoulement du gaz peut être considéré piston. Lorsque la vitesse d'excès par rapport au minimum de fluidisation $U_g - U_{mf}$ est égale à la vitesse minimale de pistonnage, soit $0,07 \sqrt{g \cdot D_c}$, cette hauteur est donnée par l'équation (2.18).

$$z = 60 \cdot D_c^{0,175} \quad (2.18)$$

Cette hauteur est de 74 cm pour une colonne de 34 mm de diamètre, lorsque $U_g - U_{mf} = 0,07 \cdot \sqrt{g \cdot D_c}$.

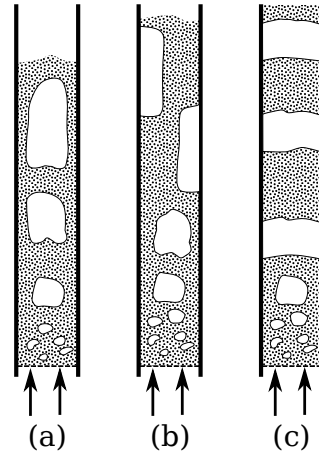


FIGURE 2.11 – Inventaire des différents types de pistons rencontrés dans les lits fluidisés : (a) piston axisymétrique (caractéristique des particules de classe A/B), (b) piston asymétrique (caractéristique des particules de classe B/D et pour des parois rugueuses), (c) piston total (caractéristique des particules de classe D lorsque la vitesse d’excès est importante).

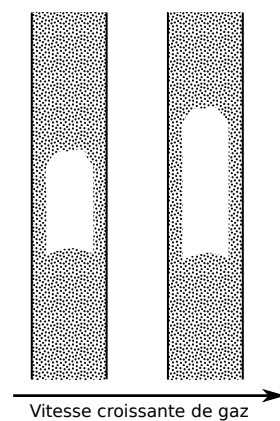


FIGURE 2.12 – Évolution de la forme des pistons à vitesse de gaz croissante en régime de pistonage axisymétrique [10].

Baeyens et Geldart ont également montré que pour les particules de la classe A, le gaz en excès est toujours évacué sous la forme de pistons axisymétriques (Figure 2.11 (a)). L'engorgement complet de la colonne par des pistons occupant toute la section n'a jamais été observé (Figure 2.11 (c)). L'élongation des poches de gaz dans le sens de l'écoulement (Figure 2.12), permet d'évacuer l'excès d'air supplémentaire, en augmentant le volume des pistons.

Dans notre cas, le transport est assuré dans des tubes de 34 mm de diamètre, et de plus de 2 m de hauteur. Ainsi, la probabilité d'atteindre le régime de pistonage est forte. De plus, la réduction de la pression du gaz dans le sens de l'écoulement conduit à un phénomène de coalescence des bulles formées.

Pour les particules de classe A, la dynamique de rupture et de coalescence des bulles dans une colonne est à l'origine de l'existence d'une taille maximale de bulle. Harrison [85], Matsen [122], Mori et Wen [133] et plus récemment Horio et Nonaka [90] ont proposé des corrélations permettant de calculer le diamètre maximal d'une bulle stable. Si on considère que le phénomène de coalescence des bulles peut être décrit par les relations proposées par Mori et Wen rappelées dans le Tableau 2.3, il est possible de représenter l'évolution de la taille et de la vitesse des bulles en fonction de la hauteur (Figure 2.13(a) et 2.13(b)).

Mori et Wen [133] ont montré que pour les particules de classe A, les bulles possèdent une taille maximale d_{bm} donnée par l'équation (2.20). Cette corrélation est particulièrement intéressante car elle tient compte de l'effet du diamètre de la colonne de fluidisation.

Pour une colonne de 3,4 cm de diamètre et pour une vitesse d'excès d'air de $5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, le diamètre maximal des bulles estimé par cette corrélation est de 2,9 cm, soit 80 % de la taille de tube. Les corrélations proposées par Mori et Wen sur la croissance des bulles permettent également d'affirmer que les bulles auront atteint leur taille et leur vitesse maximale seulement 20 cm au dessus de leur point de formation.

Tableau 2.3 – Propriétés des bulles : d_{eq} est le diamètre équivalent de la bulle sphérique ayant le même volume que la bulle réelle, d_{b0} est le diamètre initial des bulles, et d_{bm} est le diamètre équivalent de la bulle sphérique ayant le même volume que le volume maximal des bulles.

Auteurs	Corrélation
Mori et Wen [133]	$d_{eq}(z) = d_{bm} - (d_{bm} - d_{b0}) \cdot \exp\left(-0,3 \cdot \frac{z}{D_c}\right) \quad (2.19)$ $d_{bm} = 0,64 \cdot [A_c \cdot (U_g - U_{mf})]^{0,4} \quad (2.20)$
Davidson et Harrison [46]	$U_{br} = 0,711 \cdot \sqrt{g \cdot d_{eq}} \quad (2.21)$ $U_b = (U_g - U_{mf}) + U_{br} \quad (2.22)$

Dans notre cas, d_{b0} peut être considéré négligeable.

Pour une vitesse de gaz imposée de $2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, la vitesse d'excès $U_g - U_{mf}$ est inférieure à $0,07 \cdot \sqrt{g \cdot D_c}$, critère minimal de pistonage selon Stewart et Davidson [177], et le diamètre maximal d'une bulle ne dépasse pas 60 % du diamètre de la colonne (Figure 2.13(a)), même après un mètre d'ascension. Pour les vitesses $U_g = 4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $U_g = 6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, le diamètre des bulles devient supérieur à 60 % du diamètre de la colonne après moins de 20 cm d'ascension. Les paramètres géométriques de nos pilotes et la plage des vitesses de gaz utilisée dans notre étude expérimentale nous permettent de conclure que nos installations fonctionnent en régime de pistonage.

Il doit donc être noté que les vitesses des bulles calculées et présentées sur la Figure 2.13(b) ne sont valables que lorsque le diamètre des bulles est inférieur à 12,5 % du diamètre de la colonne.

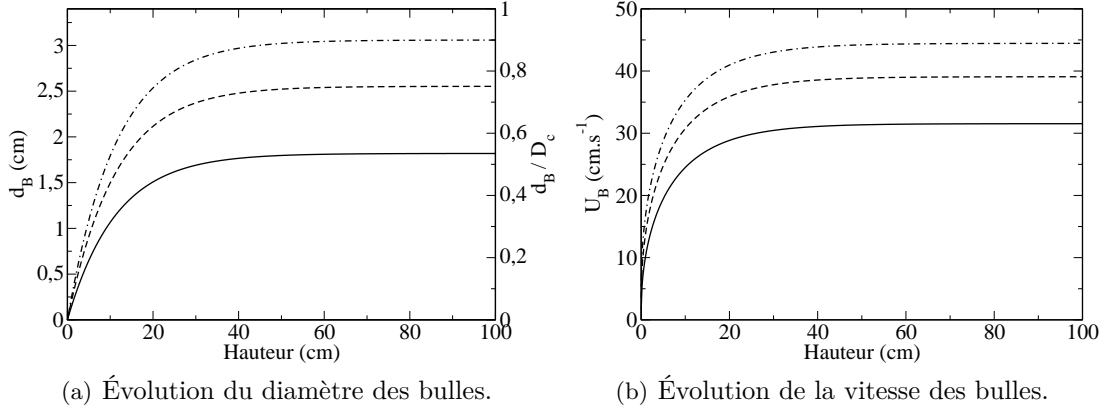


FIGURE 2.13 – Évolution axiale du diamètre et de la vitesse des bulles à partir des corrélations de Mori et Wen [133] et Davidson et Harrison [46] pour un diamètre de colonne de 34 mm, et un diamètre initial de bulle $d_{b0} = 0 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$: (—) $U_g = 2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, (---) $U_g = 4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, (-.-.) $U_g = 6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$.

En effet, lorsque le rapport du diamètre des bulles sur le diamètre de la colonne dépasse 0,125, les effets de paroi retardent l’ascension de la bulle. Dans ce cas, la vitesse des bulles isolées peut être estimée par la correction de Kunii et Levenspiel [98] (Équation (2.23)).

$$U_{br} = 1,2 \cdot \exp \left(-1,49 \cdot \frac{d_b}{D_c} \right) \cdot \left(0,711 \cdot \sqrt{g \cdot d_b} \right) \quad (2.23)$$

Elle est similaire à celle proposée par Wallis [191] et reste valable tant que le rapport d_b/D_c est inférieur à 0,6.

Vitesse de pistonage

En régime de pistonage ($d_b/D_c > 0,6$), la vitesse d’ascension des pistons peut être évaluée par la corrélation (2.24) proposée par Stewart et Davidson [177].

$$U_{br} = 0,35 \cdot \sqrt{g \cdot D_c} \quad (2.24)$$

Selon Kunii et Levenspiel [98], elle permet de prédire convenablement la majorité des résultats expérimentaux de la littérature tel que ceux de Kehoe et Davidson [93].

Pour les pistons naturels, comme pour les bulles, les auteurs considèrent que la vitesse des pistons donnée par l’équation (2.25) est la somme de la vitesse d’excès et celle d’un piston isolé :

$$U_b = (U_g - U_{mf}) + U_{br} \quad (2.25)$$

Sur la Figure 2.14 ont été comparés les profils axiaux de vitesse des bulles/pistons lors de leur ascension dans la colonne de 34 mm de diamètre, en tenant compte ou non de l’effet des parois. Pour le cas $U_g = 4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, la vitesse des pistons est deux fois plus faible que celle des bulles sans tenir compte de l’effet de la paroi. L’effet des parois n’est donc pas négligeable sur la vitesse des cavités gazeuses en ascension dans la colonne.

Fréquence de pistonage

À partir des travaux de Matsen et Tarmy [123], Baeyens et Geldart [10] ont établi que la fréquence de pistonage pouvait être calculée à partir de l’équation (2.26).

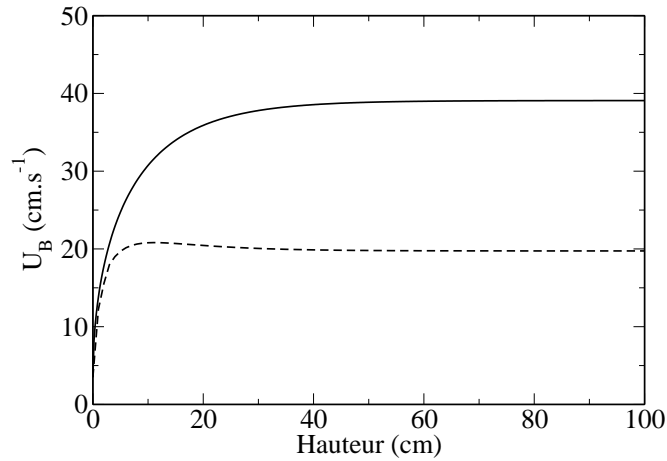


FIGURE 2.14 – Profil axial de la vitesse des bulles ($U_g = 4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, $D_c = 34 \text{ mm}$) : (—) sans effet des parois, (---) avec effet des parois.

$$f_s = \frac{0,35 \cdot \sqrt{g}}{k \cdot \sqrt{D_c}} \quad (2.26)$$

où k est le seul paramètre inconnu à déterminer expérimentalement. k est le rapport entre la hauteur du sillage d'un piston sur le diamètre du tube. Selon cette expression, la fréquence de pistonage est indépendante de la vitesse d'excès du gaz par rapport à la vitesse minimale de fluidisation. Une augmentation de la vitesse d'excès est compensée par l'élongation du piston (Figure 2.12). k dépend de la hauteur de la colonne mais atteint une valeur limite k_L pour une hauteur supérieure à 1 m. k_L est donnée par l'équation (2.27) où il dépend du diamètre de la colonne donnée en [cm].

$$k_L = \frac{9,38}{D_c^{0,357}} \quad (2.27)$$

Le calcul de la fréquence limite f_L de pistonage pour un tube de 34 mm de diamètre donne $f_L = 0,98 \text{ Hz}$. Ce qui correspond à approximativement un piston par seconde. La fréquence de pistonage est donc inférieure à la fréquence de bullage présentée sur la Figure 2.16. Elle est de 3 Hz pour des hauteurs du lit supérieures à 0,2 m.

Lorsque la vitesse de glissement est réduite en dessous de la vitesse de transition U_c , la vitesse minimale de pistonage U_{ms} («minimum slugging») est rencontrée. Cette dernière marque la transition entre le régime de pistonage et le régime de bullage.

2.2.4.3 Description du phénomène de bullage

L'apparition des bulles au sein de la couche fluidisée est responsable du mouvement des particules solides. Ce brassage est la raison fondamentale de l'isothermicité d'un lit fluidisé.

L'étude du bullage a fait l'objet de nombreux travaux : soit sur l'étude d'une bulle isolée injectée dans un lit au minimum de fluidisation [152, 42, 176], soit sur l'étude des bulles naturelles et des phénomènes associés de rupture et de coalescence [73, 133, 188].

Les bulles ont en général la forme d'une calotte sphérique à base concave entraînant à l'arrière un sillage de particules (Figure 2.15). Le diamètre de la bulle est relié à son volume par la relation de Rowe et Partridge [160] (Équation (2.28)).

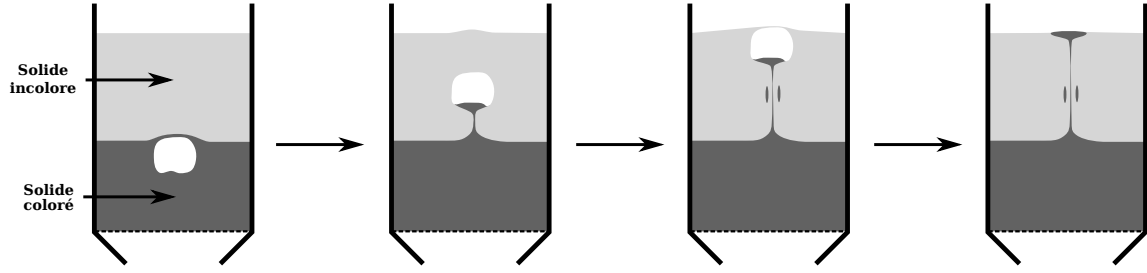


FIGURE 2.15 – Représentation schématisée des photographies prises par Rowe et Partridge [160], preuves de l'entraînement du solide par les bulles en ascension.

$$d_b^3 = \frac{6}{\pi} \cdot \frac{V_b}{(1 - f_w)} \quad (2.28)$$

où f_w est la fraction de la sphère enveloppant la bulle, occupée par le sillage.

Le diamètre des bulles dépend des caractéristiques du distributeur, de leur niveau dans la couche fluidisée, de la vitesse du gaz et de la nature des particules.

La concentration des bulles peut être évaluée à l'aide des paramètres suivants :

- la fréquence ponctuelle de bulle f_b , correspondant à la fréquence de passage de bulles à un endroit donné du lit,
- le fréquence n_b , définie comme le nombre de passage de bulles par unité de section droite du lit à un niveau donné par unité de temps.

En règle générale, la fréquence ponctuelle f_b est voisine de 3 à 4 Hz en régime de bullage, mais elle dépend de la hauteur au-dessus du distributeur, comme le montrent les résultats de Kunii et Levenspiel présentés sur la Figure 2.16.

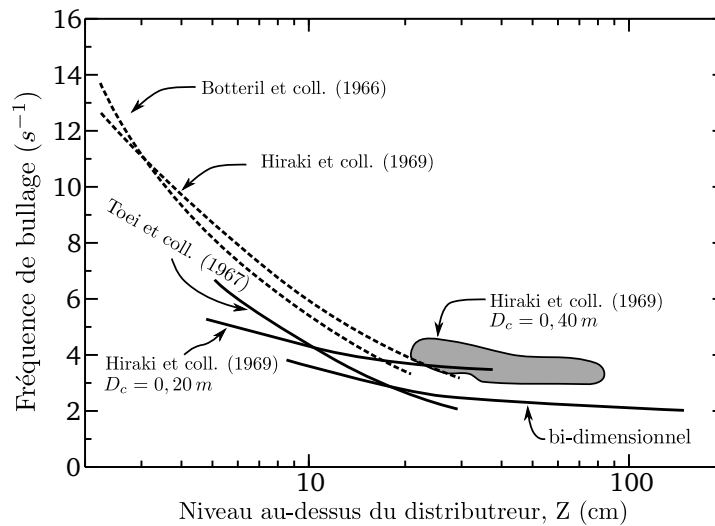


FIGURE 2.16 – Fréquence de bullage à différentes valeurs de vitesse du gaz en fonction de la distance au-dessus du distributeur (d'après Kunii et Levenspiel [98]).

La description du transfert de gaz entre la phase bulle et la phase émulsion par la théorie de Davidson [46], et la description du mouvement de la phase solide à l'intérieur d'un lit fluidisé sont présentées dans l'Annexe E de ce manuscrit.

De nombreux autres critères permettent de définir la frontière entre le régime de bullage et le régime de pistonnage axisymétrique.

La vitesse minimale de bullage U_{mb} marque la transition entre le transport en régime de bullage et le transport en régime homogène ou particulaire.

Lorsque la vitesse de glissement devient égale à la vitesse minimale de fluidisation U_{mf} , le transport en régime fluidisé homogène laisse place au régime de transport en «lit-mobile», pour lequel la suspension n'est pas fluidisée.

Parmi les différents régimes de transport en «suspension dense» présentés, les propriétés du transport de particules en régime de bullage ou de pistonnage sans engorgement de la colonne (écoulement poche-bouchon) semblent les plus adaptées au transfert d'énergie thermique entre la paroi de l'échangeur et la suspension transportée.

Le transport de solide sous ces régimes nécessite le contrôle de la pression du gaz en tout point du système, afin d'éviter le blocage de l'écoulement lorsque la vitesse du gaz est réduite en dessous de la vitesse de transport U_{tr} . Le transport ascendant continu de solide pour des vitesses de gaz inférieures à la vitesse de transport requiert des dispositifs particuliers. Certains des dispositifs de la littérature seront présentés à la Section 2.3.

2.3 Dispositifs expérimentaux de transport vertical ascendant de «suspensions denses»

Ce paragraphe présente une revue des systèmes conçus pour le transport de particules solides en phase dense. L'objectif est de décrire le principe de chaque système et d'identifier les verrous technologiques et scientifiques associés.

Les conditions opératoires utilisées par ces auteurs (diamètre des particules, géométrie de la colonne, débits gaz et solide, ...) sont reportées dans le Tableau 2.4. Sur ce Tableau, les deux principales catégories de transport en «suspension dense» sont identifiées : le transport en «lit-mobile» (suspension non fluidisée) et le transport en «lit-fluide».

2.3.1 Dispositifs de transport en «lit-mobile»

Berg [19] a breveté le premier un système de transport vertical ascendant de particules dont l'objectif est d'utiliser une quantité minimale de gaz de transport. Le taux de chargement de l'exemple donné est d'environ 150 kg de solide par kg d'air. Il s'agit d'un tube plongé à l'intérieur d'un lit de particules pressurisé. Ce lit n'est pas fluidisé et l'introduction des particules dans le tube est assurée par une restriction à l'entrée du tube, responsable d'une accélération locale de la vitesse du gaz, et par conséquent de la mise en fluidisation locale du solide. Son système permet une circulation en boucle fermée du solide entre l'unité d'adsorption et le tube de transport grâce à un système mécanique de transfert du solide vers un point à pression supérieure.

L'objectif de l'invention proposée par Aoki [6] est de fournir un équipement capable de transporter des particules avec un débit de gaz minimum (Figure 2.17(a)), car le transport de certains composés chimiques nécessitent l'utilisation de gaz inertes coûteux. La particularité de son invention est de coupler un transport par la surpression d'un lit de particules dans lequel plonge le tube de transport, avec un système mécanique. Il s'agit d'une bride animée d'un mouvement vertical. Cette bride pénètre de façon alternative dans le tube de transport et pousse le solide

à l'intérieur. Le mouvement de cette bride assure le transport du solide. L'apport de gaz par des trous percés dans la bride évite le blocage de la bride par des particules au moment de la pénétration dans le tube. Le fonctionnement de ce système n'a été vérifié qu'avec des particules d'un diamètre supérieur au millimètre.

Ces deux brevets déposés en 1954 par Berg et en 1973 par Aoki présentent des dispositifs de transport en phase dense. Cependant, la suspension est maintenue non fluidisée par une restriction de l'écoulement en sortie de la colonne de transport. Le régime de transport est par conséquent le «lit-mobile».

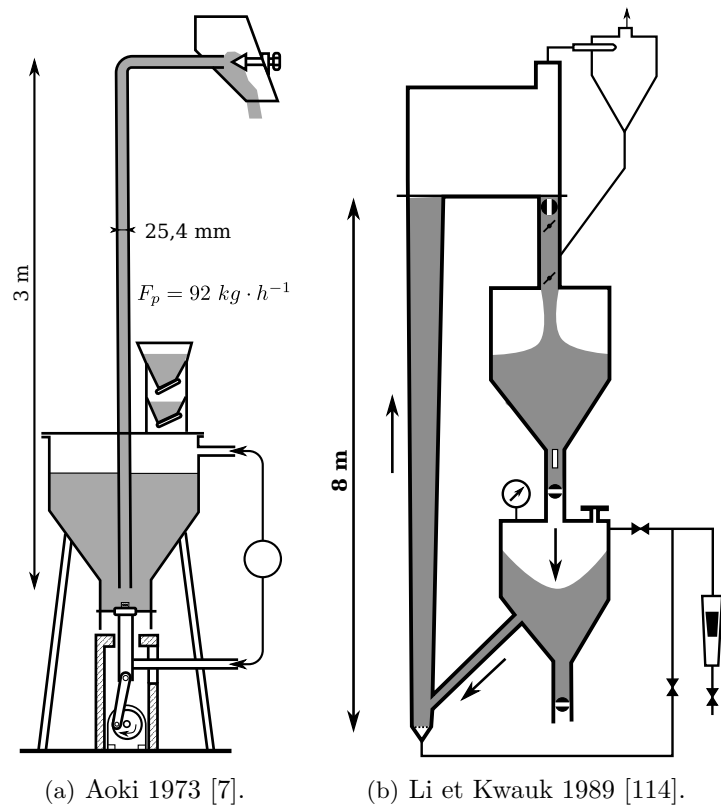


FIGURE 2.17 – Dispositifs de transport en phase dense : «lit-mobile» (non fluidisé).

Li et Kwauk [114] ont également étudié le transport en phase dense. Les particules sont également transportées en «lit mobile» car une restriction en sortie de la colonne de transport est imposée à l'écoulement. Cette restriction à l'écoulement du gaz ajoute une perte de charge supplémentaire à celle du poids de la colonne de particules. Ces auteurs ont comparé 14 dispositifs de restriction pour n'en conserver que 3, qu'ils ont alors brevetés. Des taux de chargement supérieurs à 200 ont été obtenus pour certaines conditions opératoires. La technique de transport schématisée sur la Figure 2.17(b) permet le transport des particules en circuit fermé par un système de sas de décompression. Le blocage du débit de solide dans la jonction oblique entre le silo d'alimentation et la colonne de transport est évité par l'égalisation de la pression de part et d'autre de cette jonction. La stabilité du débit de solide est assurée par la restriction en sortie du tube de transport et par la surpression imposée par rapport à la pression hydrostatique de la colonne de solide.

2.3.2 Dispositifs de transport en «suspension dense» fluidisée

Le dispositif expérimental réalisé par Yousfi et Gau [211] (Figure 2.18(a)) est constitué d'un tube vertical plongé dans un lit fluidisé pressurisé par le dégazage du lit au travers d'une vanne. Un sas

fermé par deux vannes pneumatiques à commande rapide permet au solide de circuler en boucle fermée en évitant les fuites d'air de fluidisation par la colonne de retour (standpipe). Ce système permet également de mesurer le débit de solide transporté dans le tube. Une injection d'air positionnée verticalement à l'entrée du tube dans le sens de l'écoulement du solide permet de modifier les conditions hydrodynamiques de transport. Ce dispositif permet de générer l'ensemble des régimes de transport possibles, que ce soit du transport en «suspension diluée» jusqu'au transport en «suspension dense». Les auteurs ont étudié l'effet de la vitesse d'injection sur les conditions d'engorgement (porosité, vitesses gaz et solide) du tube. Ils définissent le pistonnage avec engorgement par la présence alternée de poches et de bouchons sur toute la section de la colonne (observation visuelle). Différentes tailles et natures de particules ont été étudiées. Les particules les plus fines utilisées (catalyseur) n'ont jamais présenté de structure poche-bouchon. Ce dernier point est important : il démontre l'importance du choix de la taille des particules dans la perspective d'éviter le transport en régime de pistonnage avec engorgement.

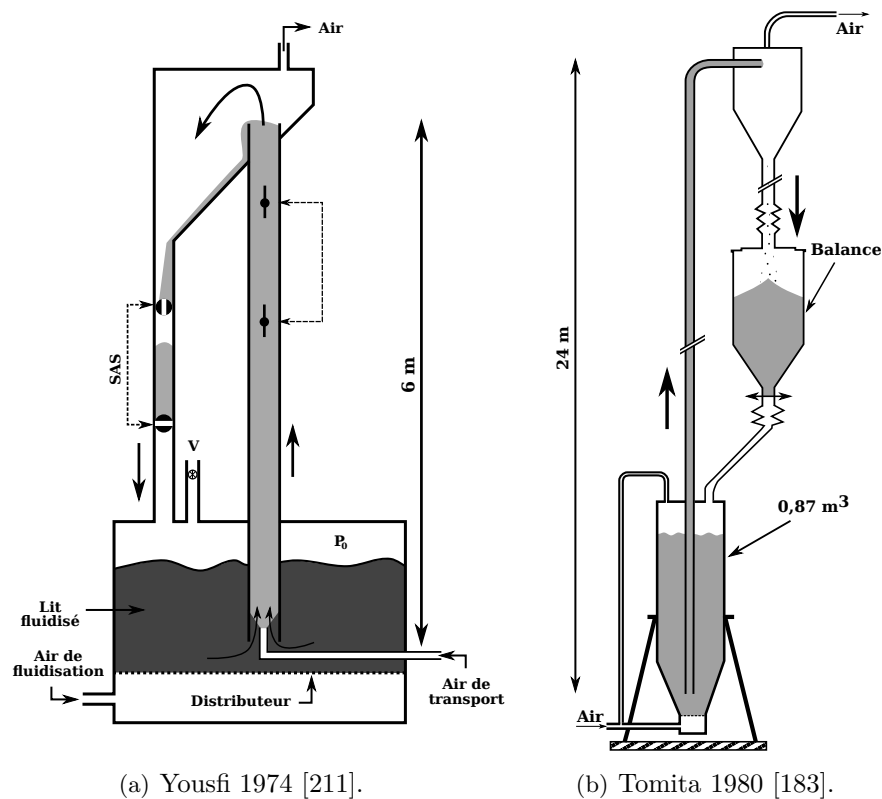


FIGURE 2.18 – Dispositifs de transport en phase dense.

Par sa taille, le dispositif expérimental étudié par Tomita et coll. [183] est très intéressant (Figure 2.18(b)). C'est un tube plongé dans un réservoir de solide fluidisé haut de 24 m. Cette hauteur a été retenue par les auteurs afin d'évaluer les effets de la décompression du gaz de fluidisation dans le sens de l'écoulement. Contrairement aux dispositifs proposés par Yousfi, par Turzo [187], et au dispositif présenté dans ce manuscrit, en l'absence de vanne de fuite sur le lit fluidisé, la totalité de l'air de fluidisation traverse le tube de transport du solide. Les fluctuations de pression mesurées par les auteurs montrent que la suspension dans le tube de transport est à l'état d'un lit mobile. Il s'agit probablement d'un régime de pistonnage, pour lequel les vitesses du gaz et du solide sont comparables ($u_p \approx u_g$). Le régime permanent atteint par les auteurs a une durée relativement courte d'environ 50 s, mais suffisante pour réaliser des moyennes consistantes. En effet, le débit de solide imposé vide le réservoir de solide d'un volume de 0,87 m³ en seulement 140 s ce qui correspond à un débit de solide d'environ 18 t · h⁻¹. À partir des débits massiques de gaz et de solide fournis, il est possible de calculer une fraction

volumique moyenne de solide dans la colonne à partir de l'équation (2.29) (avec l'hypothèse $u_g/u_p \approx 1$). Les auteurs atteignent des taux de chargement supérieurs à 200 et estiment que la masse volumique du gaz dans le réservoir de solide peut être jusqu'à trois fois plus importante que la masse volumique du gaz en sortie du tube de transport.

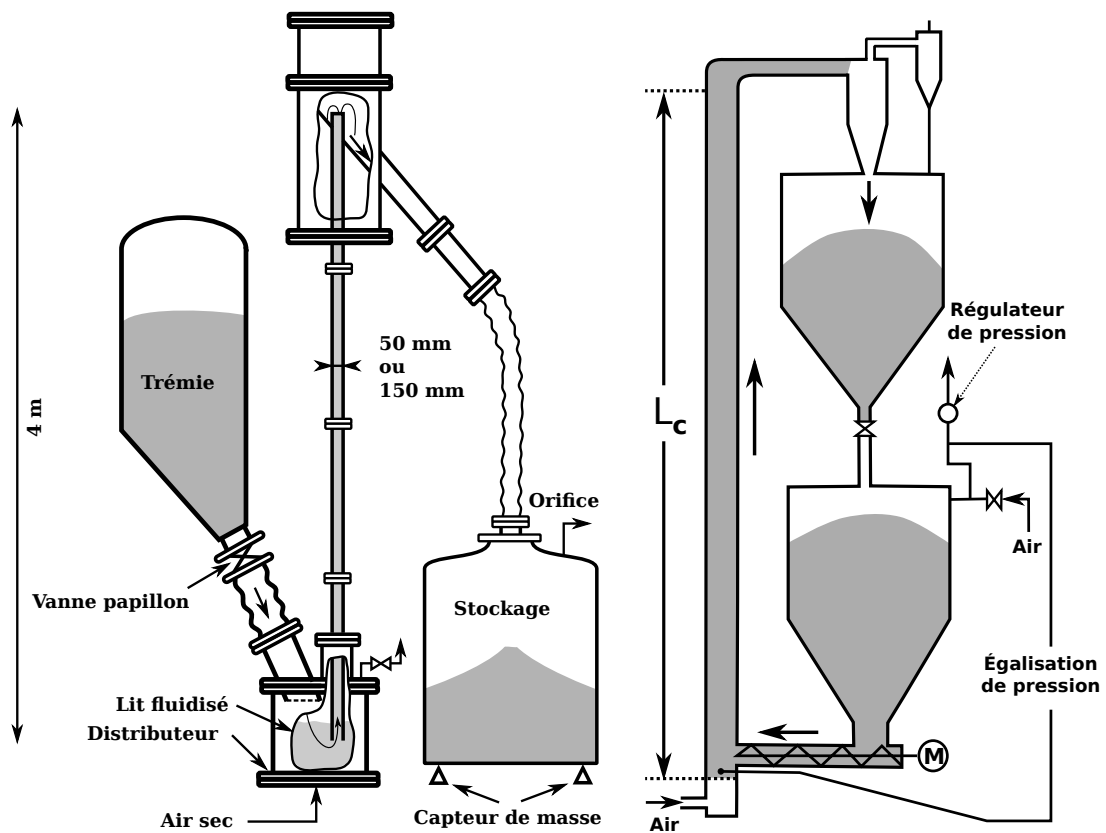
$$\alpha_p = \frac{\frac{F_p}{\rho_p}}{\frac{F_p}{\rho_p} + \frac{F_g}{\rho_g} \cdot \frac{u_p}{u_g}} \quad (2.29)$$

Rigoureusement, il n'est pas possible de parler de régime établi étant donné que le niveau de solide dans le réservoir décroît constamment au cours du transport. Ce système ne permet pas de fonctionner en boucle fermée. L'absence d'évacuation du gaz de fluidisation au niveau du réservoir fluidisé est responsable du débit important de solide traversant la colonne.

Afin de transporter des particules de charbon de $210 \mu\text{m}$ de diamètre en «suspension dense» fluidisée, Hikita et coll. [86] ont construit le dispositif expérimental de la Figure 2.19(a). Ce dispositif permet de réaliser le transport des particules en boucle ouverte. Il est constitué d'une trémie d'alimentation en solide, à la base de laquelle, une vanne papillon permet d'ajuster le niveau de solide dans le lit fluidisé émetteur, en fonction du débit de solide transporté. Ce lit de particules est un cylindre de 57 cm de diamètre intérieur. Il est fluidisé par une vitesse d'air de fluidisation de $1,5 \cdot U_{mf}$, soit $U_g = 6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$. La pression de ce lit fluidisé est contrôlée par le dégazage d'une partie de l'air de fluidisation au travers d'une vanne placée sur le couvercle du lit fluidisé. Une pression suffisante permet d'imposer un débit de solide dans la colonne de transport de 4 m de haut, dont la base est immergée dans le lit fluidisé. Deux diamètres intérieurs de tube ont été testés : 50 mm et 150 mm . Le solide est récupéré en sortie du tube, puis il est dirigé vers un bac de stockage dont la masse est mesurée au cours du temps. L'évolution de la masse permet de déterminer le débit de solide traversant la colonne de transport. L'une des conclusions majeures extraite de l'exploitation de ce dispositif par ses auteurs concerne le mode de transport du solide. Ces derniers affirment que la suspension en ascension se présente sous la forme d'une alternance de poches de gaz et de bouchons de solide, accompagnée par l'effondrement régulier des bouchons de solide. Les débits massiques surfaciques de solide à l'intérieur des tubes de transport sont très importants et atteignent jusqu'à $1000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ sur le tube de 50 mm de diamètre. Ce point permet entre autres d'expliquer le comportement «piston» de la suspension en transport.

Le dispositif expérimental conçu par Hiram et coll. [87] permet de contrôler de façon indépendante le débit de solide et le débit de gaz imposé au tube de transport, tant que la colonne de solide est fluidisée, soit $U_g > U_{mf}$ (Figure 2.19(b)). Ainsi, un diagramme de phase couvrant une très large gamme de débit de solide et de débit de gaz est proposé par les auteurs. Il s'agit d'un des rares dispositifs expérimentaux permettant de réaliser le transport en «suspension dense» recherché. Le dispositif expérimental est une boucle fermée. La longueur du tube de transport L_c est de $5,5 \text{ m}$. La pression à la base du tube de transport est imposée par un système de régulation automatique et par la fermeture complète de la vanne placée entre les deux réservoirs de 2 m^3 chacun. L'égalisation de pression entre le réservoir inférieur et le bas du tube de transport évite le blocage de l'alimentation en solide. Le débit d'alimentation en solide est imposé par un système moteur et vis sans fin.

Le dispositif expérimental proposé par Zhu H. et Zhu J. [214] permet le transport continu en boucle fermée de particules solides (Figure 2.20(a)). Les auteurs ont couplé le transport en phase diluée avec ce qu'ils appellent un système «unique» de transport en phase très dense dont l'objectif est d'optimiser le contact gaz-particules et de minimiser la recirculation du solide. La colonne



(a) Hikita 1984 [86].

(b) Hiram 1992 [87].

FIGURE 2.19 – Dispositifs de transport en phase dense.

de transport vertical ascendant est divisée en deux tranches de longueur approximativement égale. En partie basse, il s'agit d'un lit fluidisé transporté en régime turbulent dont le taux de présence des particules est compris entre 25 et 30 %. En partie haute, dans la continuité, un élargissement de la colonne permet d'injecter de l'air de transport dans le sens de l'écoulement avec un débit très important de façon à dépasser la vitesse de transport des particules. Le solide est donc transporté en régime dilué puis recyclé vers le standpipe. Cette injection d'air secondaire consomme une quantité importante de gaz et expose les particules à l'attrition. De plus, les grandes vitesses de particules peuvent entraîner l'érosion des tubes. Ce dispositif, appelé CTFB (Circulating Turbulent Fluidized Bed), est caractérisé par un taux de chargement supérieur à 125.

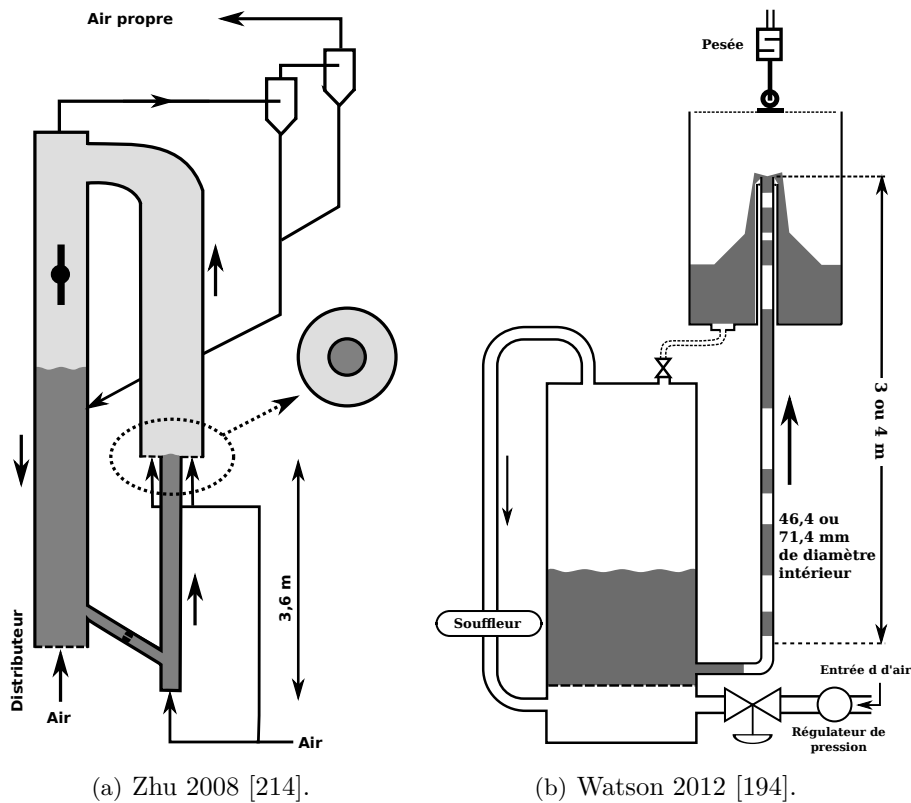


FIGURE 2.20 – Dispositifs de transport en phase dense.

Le dispositif proposé par Watson et coll. [194] a pour objectif le transport vertical ascendant de grosses particules en suspension dense. Dans ce dispositif expérimental (Figure 2.20(b)), le débit de solide a été déterminé par pesée en sortie du tube de transport. Le débit de gaz traversant le tube de transport est égal au débit de gaz introduit dans le système car la fluidisation du réservoir de solide est assurée par le recyclage du gaz en circuit fermé. La perte de charge à travers la colonne de transport est mesurée. La colonne de transport a la particularité d'être positionnée latéralement sur le réservoir et d'avoir une courte tranche horizontale. Ce dispositif fonctionne en boucle fermée mais ne permet pas un transport continu de solide. La suspension en transport est constituée d'une alternance de poches et de bouchons de solide occupant toute la section du tube (pistonnage avec engorgement). Ce comportement de la suspension est expliqué par le diamètre des particules qui appartiennent au groupe D de la classification de Geldart, et par la faible valeur du rapport D_c/d_p . La très faible dispersion axiale et radiale de la vitesse des particules dans ce régime minimise le phénomène d'attrition. Les vitesses modérées de gaz de transport minimisent également la consommation énergétique nécessaire au transport. Les auteurs ont montré que la vitesse d'ascension des bouchons est la vitesse d'excès du gaz par rapport au minimum de fluidisation soit $U_g - U_{mf}$. Les auteurs définissent une efficacité de

transport comme le rapport du gain d'énergie potentiel du solide par la consommation d'énergie de compression de l'air. Une efficacité supérieure à 20 % est atteinte pour les débits massiques surfaciques de solide les plus importants. La principale perte de rendement est imputable à la friction exercée par les bouchons de particules sur la paroi du tube de transport.

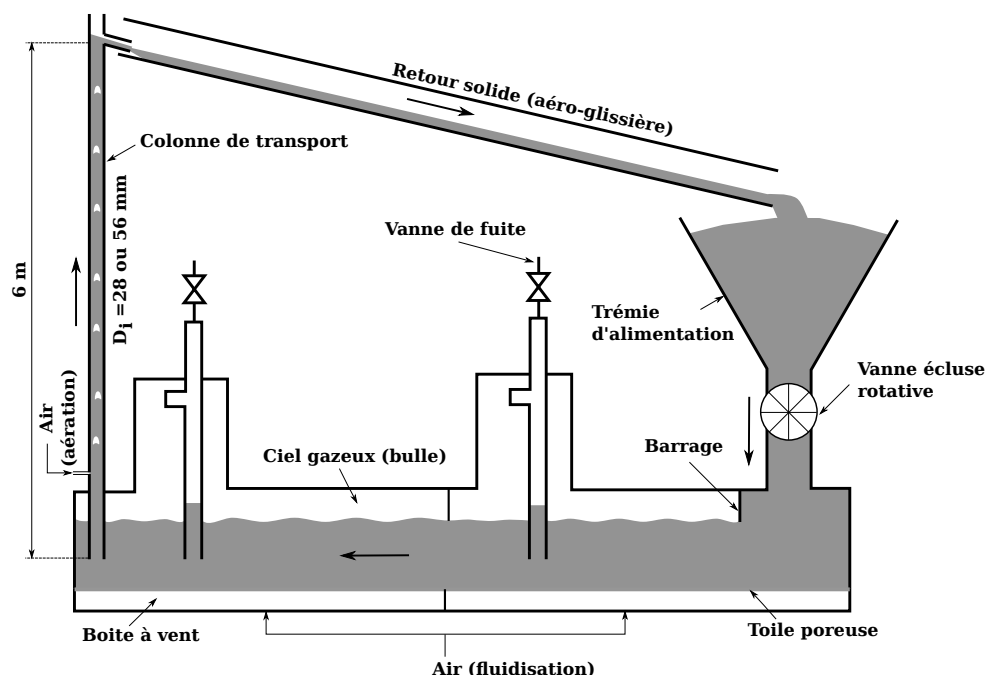


FIGURE 2.21 – Dispositif de transport en phase dense : Turzo 2013 [187].

Les travaux de thèse de Turzo [187] réalisés au sein du Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse ont conduit à la construction d'un dispositif de transport hybride permettant d'assurer le transport horizontal de particules solides de classe A, à l'intérieur d'une aérocanalisation, et le transport vertical en suspension dense à l'intérieur d'une colonne d'expédition de 6 m de hauteur (Figure 2.21). L'état de la suspension à l'intérieur de la colonne d'expédition est celui d'un lit fluidisé dense. L'alimentation en solide de l'aérocanalisation est assurée par une vanne rotative placée sous une trémie positionnée en hauteur. Cette vanne rotative génère une perte de charge suffisante sur le gaz et permet de contrôler la pression du gaz dans le ciel gazeux de l'aérocanalisation (épaisseur de gaz comprise entre la surface du lit fluidisé et le couvercle étanche de l'aérocanalisation). La pression est contrôlée par le dégazage de l'air de fluidisation de l'aérocanalisation. Cette mise en pression entraîne l'ascension du solide dans la colonne d'expédition. Le solide est acheminé vers la trémie d'alimentation par l'intermédiaire d'une aéroglissière (circulation du solide en boucle fermée). Ce travail a démontré une amélioration notable de la stabilité de la pression du ciel et du débit de solide lorsque le tube de transport est aéré à sa base par un léger débit d'air (aération). Ce dispositif permet de transporter des débits stables de fines particules (classe A) dont la valeur est comprise entre $10 \text{ et } 200 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Tableau 2.4 – Conditions opératoires des études de transport vertical ascendant de particules solides en «suspension dense».

Auteur(s)	Solide	Gaz	d_p [μm]	ρ_p [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]	D_c [cm]	L_c [m]	α_p	F_g [$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$]	G_p [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$]	$\Delta P/L$ [mbar $\cdot \text{m}^{-1}$]
Transport en lit-mobile										
Berg (1954)	Charcoal	Air	1600	208	10,2	6,1	Lit fixe	0,11	1885	560
Aoki (1975)	Granules	Air	2000	780	5,3	5,6	Lit fixe	0,0025	90,7	$(\Delta P/L)_{\text{mf}}$
	Graines	Air	1500	850	5,3	7	Lit fixe	0,0077	95,2	$(\Delta P/L)_{\text{mf}}$
Li (1989)	Résine	Air	65	1188	4,7 ^a	8	Lit fixe≈0,66	0,00044-0,00076	6,34-7,49	125-188
-	Charbon	Air	1000	929	-	-	Lit fixe≈0,62	0,0012-0,0016	6,34-6,92	170-225
Transport en lit-fluidisé										
Yousfi (1974)	Catalyseur	Air	20-55	850	3,8 5	6	0,05-0,22	0,0016-0,026	4,59-193,1 2,65-111,5	NC
Tomita (1980)	Ciment	Air	30	2560	4,1 6,68	24 24	0,09-0,18 0,08-0,14	0,023-0,06 0,062-0,135	3984-4613 2325-3838	53,8-115,8
Hikita (1984)	Charbon	Air	210	2250	5 15	4 4	0,29-0,36 0,38-0,40	0,0004-0,0059 0,0053-0,021	30-1000 50-500	NC NC
Hirama (1992)	HA 54	Air	38	750	10	5,5	0,003-0,25	0,011-0,053	2,42-78,0	2-180
Zhu (2008)	FCC 69	Air	57	930	10	5,5	0,006-0,17	0,031-0,041	5,35-79,3	5-150
	FCC	Air	65	1780	10,1	3,6	0,24-0,29	0,016-0,032	49,9-149,8	45-55
Watson (2012)	Alumine	Air	2690	3500	4,64 7,14	3 4	0,22-0,5 0,33-0,61	0,0104-0,0239 0,0103-0,0444	118,3-1869 184,8-2248	78,25-167 148,5-200
Turzo (2013)	Alumine	Air	54	2360	2,8	6	0,31-0,41	0,00005-0,00058	94,2-698	80
					5,6		0,38	0,00013-0,00051	54,8-215,2	88

a. forme trapézoïdale

2.3.3 Synthèse des dispositifs expérimentaux

Ces exemples permettent d'identifier les caractéristiques communes entre ces différentes techniques de transport en «suspension dense». Il est possible de séparer les six dispositifs présentés en deux catégories :

- Ceux dont la base du tube de transport est une ouverture plongée à l'intérieur d'un lit fluidisé (Turzo, Hikita, Watson, Yousfi et Tomita).
- Ceux dont la base du tube de transport est muni d'un distributeur d'air (Hirama, Zhu).

Le concept de tubes de transport plongés à l'intérieur d'un lit fluidisé d'alimentation semble plus adapté à la construction d'un dispositif de transport ascendant en «suspension dense», à l'intérieur d'un faisceau de tubes en parallèle.

Le débit de solide à l'intérieur du tube de transport est un point important du design. Les dispositifs proposés par Watson et Tomita ne permettent pas d'imposer un débit constant de solide puisque le bilan de pression sur le système évolue avec la vidange du lit d'alimentation du tube de transport. Contrairement à l'ensemble des autres systèmes présentés, ceux de Watson et Tomita ne fonctionnent pas en boucle fermée de façon continue. Pour les systèmes de transport en lit-mobile présentés (Aoki, Berg et Li), le débit de solide est régulé par une restriction en sortie de la colonne de transport. Cette solution a été écartée puisque la suspension doit être fluidisée à l'intérieur de la colonne. Sur les autres dispositifs de transport en boucle fermée, le débit de solide peut être imposé :

- à l'entrée du tube de transport par une vis sans fin (Hirama),
- au lit fluidisé d'alimentation du tube de transport par la vitesse de rotation d'une vanne rotative (Turzo),
- par le degré d'ouverture d'une vanne papillon placée sous une trémie, permettant de maintenir le niveau de solide du lit fluidisé d'alimentation de la colonne (Hikita),
- par le bilan de pression sur le système, lui-même imposé par l'inventaire de solide dans la colonne de retour (Zhu).

Le blocage de l'alimentation en solide est évité par une égalisation de pression entre la zone de stockage et la zone de transport. Cette égalisation de pression est utilisée par Hirama et par Li.

La gestion de l'équilibre de pression du système est également un point déterminant de la stabilité du débit de solide à l'intérieur du tube de transport. La pression à l'intérieur du système est contrôlée par l'ouverture plus ou moins importante d'une vanne de fuite. Ce contrôle de la pression se rencontre sur les systèmes proposés par Li, Hirama, Turzo, Hikita et Yousfi. Une amélioration de la stabilité de la pression du gaz dans le système est observée par Turzo, par l'injection d'une faible quantité d'air secondaire à la base du tube de transport. Yousfi et Gau ont également utilisé ce type d'injection afin d'agir sur l'état de la suspension dans le tube de transport.

Aucun des dispositifs présentés ne permet le transport vertical ascendant en lit-fluide à l'intérieur de plusieurs tubes en parallèle alimentés en solide par un même lit fluidisé. Afin de palier à cette carence de données expérimentales, une maquette de transport de particules en «suspension dense» à l'intérieur d'un faisceau de tubes a été construite. Cette maquette est présentée dans le chapitre suivant.

Conclusion

L'utilisation d'une suspension dense de particules comme fluide de transfert thermique, en écoulement à l'intérieur d'un récepteur tubulaire, nécessite de caractériser finement ce type d'écoulement et d'identifier les moyens technologiques nécessaires à son contrôle.

Une revue des différents régimes de transport ascendant de particules a permis de clairement distinguer le transport «dilué» du transport dense en «lit fluidisé». La frontière entre ces deux catégories de transport correspond à la vitesse de chocking. Le passage en dessous de cette vitesse critique s'accompagne d'une forte modification du bilan de pression sur le système. Le caractère singulier des écoulements en «lit fluidisé» nécessite le développement et la réalisation de dispositifs spécifiques, bien différents de ceux employés pour le transport dilué. Cependant, un nombre restreint d'études traite du transport en «lit fluidisé», et des solutions d'ingénierie nécessaires à sa mise en oeuvre.

La deuxième partie de cette étude bibliographique s'est concentrée sur le comportement d'une suspension de fines particules en régime de bullage. Ce régime présente un intérêt particulier car il est favorable au transfert thermique paroi-suspension. Cette étude bibliographique s'appuie sur les conclusions de travaux obtenus en lits fluidisés classiques dont le comportement peut être considéré similaire à celui observé lors du transport en «lit fluidisé». Une attention toute particulière a été portée aux études réalisées sur des colonnes de faibles diamètres, proches de ceux d'un récepteur solaire. Pour des particules de classe A de la classification de Geldart, le régime de pistonage est rapidement rencontré à l'intérieur des tubes. L'excès d'air par rapport au minimum de fluidisation traverse la suspension sous forme de pistons axiaux qui n'atteignent pas la paroi. Un diamètre critique de colonne a été estimé à partir duquel une transition du régime de pistonage au régime poche-bouchon est observable. Cette règle de design des tubes s'appuie sur une estimation du diamètre maximal de bulle stable, donnée par la corrélation d'Harrison [85]. Enfin, l'estimation de la fréquence de pistonage a donné un premier aperçu de l'hydrodynamique locale de la phase gaz dans la suspension.

La dernière partie présente la comparaison de différents dispositifs de transport en «lit fluidisé» de la littérature. Cette comparaison a permis d'identifier les verrous techniques et les solutions associées pour le transport continu de solide en «lit fluidisé». Il ressort clairement de cet inventaire des dispositifs existants, que le principal verrou technologique réside dans le contrôle de la pression en tout point du système. De ce contrôle dépend la stabilité du débit de solide imposé. Il apparaît également que les tubes de transport doivent être plongés à l'intérieur d'un lit fluidisé, pressurisé par l'évacuation de gaz en excès par une vanne de fuite. Le tube de transport doit être aéré par une faible quantité d'air. Enfin, la pression de l'air de part et d'autre du système d'alimentation en solide doit être égalisée.

Les conclusions de cette étude bibliographique ont permis de concevoir et de réaliser les différentes maquettes du projet CSP2, dont la maquette «froide», présentée et exploitée dans le Chapitre suivant.

Nomenclature

Symboles grecs :

α_k : fraction volumique de la phase k	ρ_k : masse volumique de la phase k	[kg · m ⁻³]
ε : fraction volumique de gaz	ΔP : perte de charge du gaz	[Pa]
μ : viscosité dynamique		[Pa · s]

Symboles romans :

d_{10} : 10 % de la masse d'un échantillon a un diamètre inférieur à d_{10}	[μm]	D_c : diamètre de colonne	[cm]
d : diamètre	[cm]	F : débit massique	[kg · h ⁻¹]
f : fréquence	[Hz]	G : débit massique surfacique	[$\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$]
f_o : fraction du lit occupée par les bulles		L : longueur	[m]
f_w : fraction d'une bulle occupée par le sillage		L_c : hauteur de colonne	[m]
g : constante de gravité	[m · s ⁻²]	Q : débit volumique	[m ³ · s ⁻¹]
u : vitesse intertitielle	[m · s ⁻¹]	T : température	[°C]
z : hauteur	[m]	U : vitesse superficielle	[m · s ⁻¹]
A_c : Aire de la section droite d'une colonne	[m ²]	U_b : vitesse d'une bulle naturelle	[m · s ⁻¹]
		U_{br} : vitesse d'une bulle isolée	[m · s ⁻¹]
		V : volume	[m ³]

Nombres adimensionnels :

Ar : Nombre d'Archimède	$\frac{d_p^3 \cdot \rho_g \cdot (\rho_p - \rho_g) \cdot g}{\mu_g^2}$	Re_{D_c} : Nombre de Reynolds de l'écoulement en conduite	$\frac{\rho_g \cdot D_c \cdot U_g}{\mu_g}$
Re_p : Nombre de Reynolds particulaire	$\frac{\rho_g \cdot d_p \cdot U_g}{\mu_g}$	Re_p^* : Nombre de Reynolds particulaire avec écoulement du solide	$\frac{\varepsilon \cdot \rho_g \cdot d_p \cdot (u_g - u_p)}{\mu_g}$

Indices :

b : bulles	max : maximum
$b0$: initial de bulle	mf : minimum de fluidisation
bm : maximale d'une bulle	mb : minimum de bullage
br : bulle isolée	mp : pression minimale
bs : bulle stable	ms : minimale de pistonage (slugging)
bv : bulle visible	p : particules
c : nuage (cloud)	s : solide
ch : engorgement	sl : glissement
e : émulsion	t : terminale de chute
g : gaz	tr : transport

Figures

(a)	Cas du transport ascendant de la phase solide.	42
(b)	Cas du transport descendant de la phase solide.	42
2.1	Représentation des différents états de la suspension transportée.	42
2.2	Représentation du dispositif expérimental fictif imaginé par Rhodes [155].	44
2.3	Régimes de transport ascendant de particules par un gaz (Rabinovich [153]).	45
2.4	Exemple de transport de poudre en phase diluée.	46
(a)	Diagramme de phases du transport vertical ascendant de solide.	46
(b)	Diagramme de prédominance des deux principales contributions à la perte de charge du gaz de transport.	46
2.5	Diagrammes de phases du transport vertical ascendant de solide.	47
(a)	$U_{ch} = f(G_p)$	48
(b)	$\varepsilon_{ch} = f(G_p)$	48
2.6	Évolution de la vitesse de choking U_{ch} et de la porosité à l'engorgement de la colonne ε_{ch} en fonction de G_p	48
2.7	Perte de charge du gaz sur une tranche de colonne en fonction du débit massique surfacique de solide pour différentes valeurs de vitesses de gaz de transport (Yerushalmi et Cankurt [207]).	49
(a)	Représentation schématique d'un lit fluidisé circulant.	49
(b)	$G_s = f(U_g)$	49
2.8	Évolution du débit de solide transporté en fonction de la vitesse de gaz imposée à la base d'un riser.	50
2.9	Définitions des vitesses de transition U_c et U_k (Yerushalmi et Cankurt [207]).	51
2.10	Diamètre maximal d'une bulle selon Harrison[85].	53
2.11	Inventaire des différents types de pistons rencontrés en lits fluidisés.	54
2.12	Évolution de la forme des pistons à vitesse de gaz croissante en régime de pistonage axisymétrique [10].	54
(a)	Évolution du diamètre des bulles.	55
(b)	Évolution de la vitesse des bulles.	55
2.13	Évolution axiale du diamètre et de la vitesse des bulles à partir des corrélations de Mori et Wen [133] et Davidson et Harrison [46].	56
2.14	Profil axial de la vitesse des bulles ($U_g = 4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, $D_c = 34 \text{ mm}$).	57
2.15	Entraînement du solide par Rowe et Partridge.	58
2.16	Fréquence de bullage à différentes valeurs de vitesse du gaz en fonction de la distance au-dessus du distributeur (d'après Kunii et Levenspiel [98]).	58
(a)	Aoki 1973 [7].	60
(b)	Li et Kwauk 1989 [114].	60
2.17	Dispositifs de transport en phase dense : «lit-mobile» (non fluidisé).	60
(a)	Yousfi 1974 [211].	61
(b)	Tomita 1980 [183].	61
2.18	Dispositifs de transport en phase dense.	61
(a)	Hikita 1984 [86].	62
(b)	Hirama 1992 [87].	62
2.19	Dispositifs de transport en phase dense.	63
(a)	Zhu 2008 [214].	64
(b)	Watson 2012 [194].	64
2.20	Dispositifs de transport en phase dense.	64
2.21	Dispositif de transport en phase dense : Turzo 2013 [187].	65

Chapitre 3

Étude expérimentale du transport ascendant d'une suspension gaz-particules en phase dense

Sommaire

Introduction	73
3.1 Materials and Methods	73
3.1.1 General description of the mock-up	73
3.1.2 Detailed description of each component	76
3.1.2.1 The solid feeding system	76
3.1.2.2 Gas pressure regulation	77
3.1.2.3 Mass flow meters	77
3.1.2.4 Air distributors	77
3.1.2.5 Pressure sensors	79
3.1.2.6 Recording device	79
3.1.2.7 Helium analyser	79
3.1.3 Metrology	80
3.1.4 Operation of the mock-up	82
3.1.5 Protocol of experiments	83
3.2 Experimental results	84
3.2.1 Reference test case	84
3.2.2 Dynamic behaviour of the system	85
3.2.2.1 Response to a solid feeding flow rate perturbation	85
3.2.2.2 Response to an aeration flow rate perturbation	85
3.2.3 Distribution of the solid feeding flow rate between the tubes.	86
3.3 Effect of solid feeding flow rate of the “emitter bed”	87
3.3.1 Effect of solid feeding flow rate on Q_{bt}	87
3.3.2 Effect of solid flow rate on the local void fraction	88
3.3.3 Effect of solid feeding flow rate on the driving pressure	88
3.3.4 Effect of solid feeding flow rate on gas phase RTD	90
3.4 Effect of fluidisation flow rate	93
3.4.1 Effect of fluidisation flow rate on the system symmetry	93
3.4.2 Effect of fluidisation flow rate on the system stability	93
3.5 Effect of aeration flow rate	94
3.5.1 Effect on solid flow stability	94
3.5.2 Effect on the driving pressure	96
3.5.3 Effect on the local void fraction	96
3.5.4 Residence Time Distribution with varying aeration flow rates	98
3.5.5 Effect of freeboard pressure	100
3.5.6 Sensitivity of the system facing an aeration imbalance	100
3.6 Modeling of gas-particle suspension upward flow	104
3.6.1 Assumptions, equations and correlations of the model	104
3.6.2 Predictions of the model and comparison with experimental results . . .	108
Conclusion	110
Nomenclature	112
Table des figures	114

Introduction

Ce chapitre présente la maquette froide du récepteur solaire conçue et construite au Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse dans l'objectif d'étudier l'hydrodynamique d'une suspension dense en écoulement vertical ascendant, à l'intérieur d'un échangeur multitubulaire à deux passes. La première passe comprend deux tubes à l'intérieur desquels circulent une suspension dense de particules de carbure de silicium en écoulement ascendant, tandis que dans la seconde passe également composée de deux tubes, l'écoulement de la suspension est descendant.

Cette maquette a été conçue afin de démontrer la faisabilité technologique de l'utilisation d'une suspension dense de particules comme fluide de transfert à l'intérieur d'un échangeur multitubulaire. Cette maquette doit permettre d'obtenir un débit continu et stable, uniformément réparti entre les tubes de l'échangeur. De plus, le dispositif doit permettre de s'adapter aux conditions d'ensoleillement par la modification du débit de solide.

La première partie de ce chapitre décrit en détail la géométrie de ce nouveau type d'échangeur à suspensions denses de particules. Il s'agit de tubes plongés à l'intérieur d'un lit fluidisé appelé «nourrice», pressurisé par une vanne de fuite du gaz placée au niveau du ciel gazeux du lit. Cette solution présente l'avantage d'être transposable à un faisceau de tubes de façon relativement simple. Une trémie alimente la nourrice avec un débit imposé de solide, par l'intermédiaire d'une vis sans fin à vitesse de rotation variable. La pressurisation du lit fluidisé est contrôlée par un régulateur PID qui commande l'ouverture de la vanne de fuite électro-pneumatique à régulation PID. Cette surpression entraîne l'écoulement du solide à l'intérieur des tubes d'échangeur. Le débit de solide dans la passe en écoulement descendant est égal au débit de solide dans la passe en écoulement ascendant. Le contrôle de la pression dans le lit fluidisé récepteur de l'écoulement descendant du solide permet de maintenir la hauteur du lit récepteur à niveau constant.

Cette maquette a été équipée d'un ensemble de capteurs de pression et d'un dispositif de traçage à l'hélium de la phase gaz. Les capteurs de pression, placés le long des tubes d'échangeur, permettent de connaître l'état de la suspension en écoulement ascendant ou descendant. Le traçage à l'hélium de la phase gaz permet d'évaluer le couplage entre le lit fluidisé émetteur, également appelé «nourrice», et les tubes d'échangeur, par la détermination du débit d'air provenant de la nourrice et traversant les tubes d'échangeur. Enfin, le débit de solide dans chaque tube de la première passe est estimé par pesée de la masse de solide en sortie de chaque tube.

Différents paramètres opératoires peuvent être modifiés afin d'agir sur le comportement du système : le débit total de solide, le débit de fluidisation de la nourrice, le débit d'aération de chaque tube. Chacun de ces paramètres opératoires est modulé de façon individuelle afin d'évaluer son impact sur le comportement du système.

La modélisation de ces écoulements a été réalisée par une approche corrélative de type Bulle-Emulsion, pour laquelle l'entraînement des particules par le sillage des bulles a été pris en compte. Ce modèle divise la structure de la suspension en transport en trois parties : l'émulsion, les bulles et le sillage des bulles. Leurs propriétés respectives font l'objet d'hypothèses simplificatrices de façon à simplifier la résolution des équations du modèle.

La suite de ce Chapitre correspond au contenu d'une publication [24] et au contenu du livrable 2.1, transmis à la Commission Européenne, et validé par les experts scientifiques du projet.

3.1 Materials and Methods

3.1.1 General description of the mock-up

The mock-up designed and built in this work meets the following requirements :

- have a sufficient size to allow extrapolation procedure,
- be flexible in order to study the effect of operating and geometric parameters,
- be transparent to allow the solid flow visualization at global scale.

Therefore, a mockup made of transparent material has been designed and built in the Chemical Engineering Laboratory of Toulouse. It is a two-pass exchanger, each pass is composed of two parallel tubes ($d_{in} = 34$ mm, $h = 2,16$ m). The solid path starts in the hopper to end in the storage bin, making this exchanger an open-loop system. One pass is upward solid flow, the other is downward solid flow. The solid feed is achieved through a hopper and a endless screw of adjustable rotation speed. Feeding, racking and connections between passes are made through four fluidised beds. The lower section of each tube is equipped with an air injector connected to a mass flow meter to have an adjustable aeration rate. This mock-up was designed to be tested under ambient temperature. Transparent materials also made the operation of the mock-up easier.

The mock-up can be divided into three parts :

- the solid feeding system,
- the exchanger itself,
- the recovery vessel.

A general diagram of the mockup is presented (Figure 3.1). On this figure, the feeding system, the exchanger and the recovery vessel are identifiable.

By following the solid path, the components of the mockup are:

- the hopper which can store 250 kg of silicon carbide,
- the endless-screw which feeds the fluidised bed at the bottom with a constant flow rate of solid F_p ranging from $20 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ to $130 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$,
- the fluidised bed at the bottom also called “emitter bed” (width of 400 mm, depth of 200 mm and height of 400 mm above the sintered metal plate distributor),
- the upward solid flow tubes, plunged into the emitter bed at 10 cm from the distributor (the tubes are 2.16 m height, 34 mm of inner diameter and 40 mm of outer diameter),
- the upper beds under atmospheric pressure, which are connected through an open window,
- the downward flow tubes,
- the storage bin.

A gas injection called aeration is set on the tubes at 57 cm from the tube bottom (out of the emitter bed). The top bed has the same dimensions than the emitter bed and is placed rearmost as it is shown on Figure 3.1. The pressurisation of the emitter bed is ensured by a pneumatic valve connected to a PID controller.

A photograph (Figure 3.2(a)) and a perspective representation (Figure 3.2(b)) of the cold mockup are also provided for more details.

Figure 3.3 provides the dimensions of the main components.

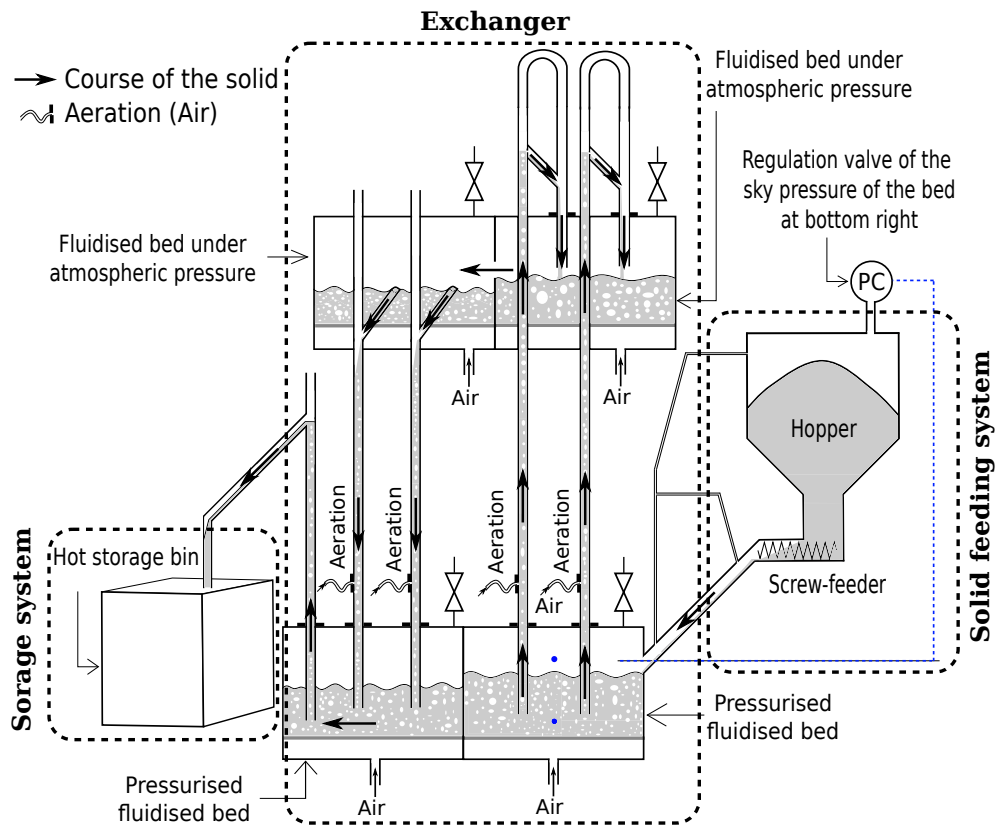
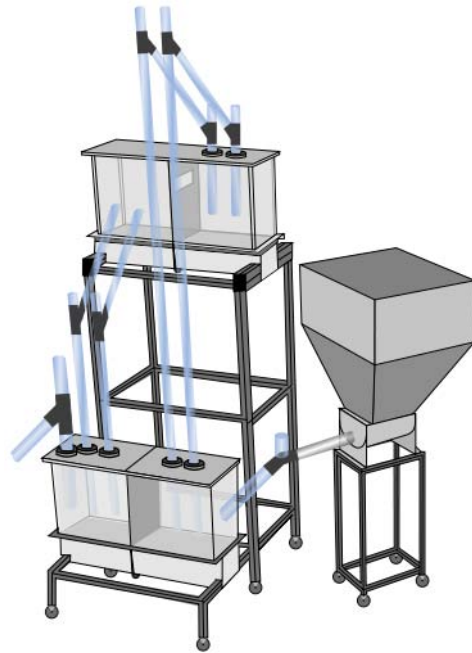


Figure 3.1: Sketch of the cold mock-up.



(a) Photograph of the cold mock-up.



(b) 3D sketch of the cold mock-up.

Figure 3.2: Two representations of the cold lab-scale mock-up.

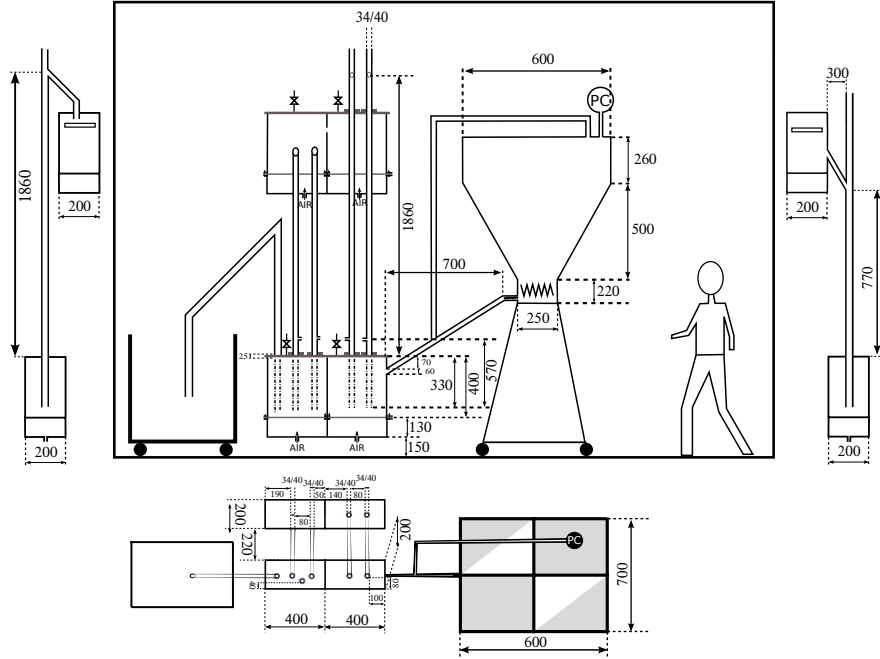


Figure 3.3: Detailed dimensions of the cold mock-up.

3.1.2 Detailed description of each component

3.1.2.1 The solid feeding system

The solid feeding system is composed of a hopper, an endless-screw, an electric engine from Dosapro Milton Roy manufacturer (Dry feeder DP31 model). The endless screw is connected to the bottom bed of the upward solid flow pass. The engine is equipped by both a mechanical and electronic speed controller. Therefore, it can cover a wide range of solid flow rate between 20 and $135 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$. The electrical engine and the hopper are pictured on Figure 3.4(a). The screwfeeder is pictured on Figure 3.4(b).



(a) Photograph of the hopper and its electric engine.



(b) Photograph of the screwfeeder.

Figure 3.4: Photograph of the solid feeding system.

Figure 3.5 presents the calibration results of the solid feeding system.

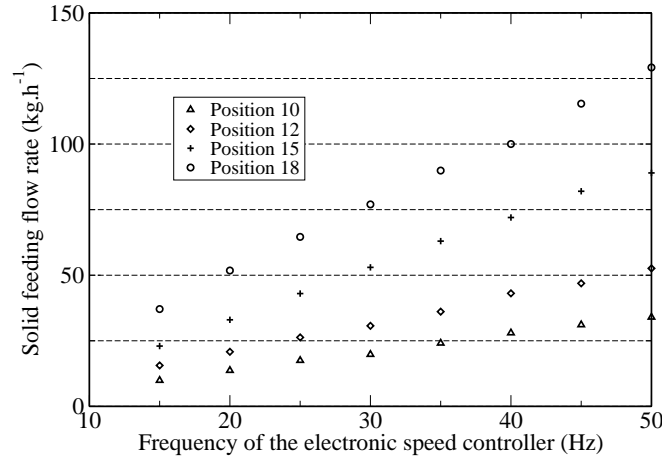


Figure 3.5: Detailed dimensions of the cold mock-up : position are a graduation on the mechanical speed controller.

3.1.2.2 Gas pressure regulation

The leakage rate of the fluidisation air flow rate from the bottom bed of upward solid flow pass is ensured by a pneumatic valve (Figure 3.6). The control of the air leakage ensures that a constant pressure is applied to the freeboard of the bottom fluidised bed. This pressurisation is the driving force of the upward solid flow into the exchanger tubes.



Figure 3.6: Photograph of the pressure regulation pneumatic valve.

3.1.2.3 Mass flow meters

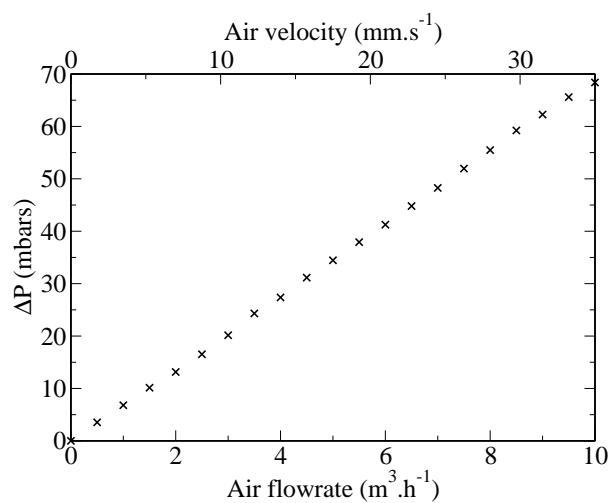
4 independent air mass flowmeters deliver the fluidisation air flow rate to each fluidised bed (F-10056 model). Their full scale flow rate is $10 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. 4 independent air mass flowmeter deliver the aeration flow rate of each tube. Their full scale air flow rate is $1.0 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ (F-10204 model). These air mass flowmeters are pictured on Figure 3.7. All these air mass flowmeters have been manufactured by Brooks[®] Instrument.

3.1.2.4 Air distributors

Air distributors are sintered metal plates manufactured by Poral[®] (Inox IK05 model, 600/300/03). One of these plates is pictured on Figure 3.8. The gas pressure drop across the plates as a function of gas flow rate.



Figure 3.7: Photograph of the fluidisation and aeration mass flowmeters.



(a) Photograph of the air distributor (b) Pressure drop across the sintered metal plates at ambient temperature.

Figure 3.8: Characterisation of the air distributor of the four fluidised beds.

3.1.2.5 Pressure sensors

22 pressure sensors manufactured by Hub Control[®] are dispatched on the mock-up as follows :

- 4 pressure sensors measure the atmospheric overpressure under the sintered metal plate distributors. Their operating range is between 0 and 500 mbars (692.9060171B model).
- 4 pressure sensors measure the gas pressure drop on each fluidised bed. Their operating range is between -50 and 50 mbars (692.9000171B1W model).
- 12 pressure sensors placed along the exchanger tubes measure pressure losses of the gas. Their operating range is between -50 and 50 mbars (692.9000171B1W model).
- 2 pressure sensors measure the atmospheric overpressure in the freeboard of the bottom fluidised beds. Their operating range is between 0 and 300 mbars (692.9010171B model).

Figure 3.9 is a photograph of a pressure sensor placed on the mock-up. They have all the same shape.



Figure 3.9: Photograph of a pressure sensor.

3.1.2.6 Recording device

Signals delivered by pressure sensors are recorded by a recording and displaying device manufactured by Honeywell (TVMUSX model). This device is the screen on the right hand side of the Figure 3.2(a).

3.1.2.7 Helium analyser

Helium tracing has been performed in order to follow gas path in the mock-up. The manufacturer of the helium analyser is Servomex and the model is K250. A more detailed presentation of the helium tracing procedure is explained further in this document (subsection 3.10).

The first tests demonstrated the ability to perform a steady solid flow in the entire mockup from the screwfeeder to the recovery vessel. From a general point of view, both upward and downward solid flows have well responded to the tests. This chapter is the extensive study of the upward solid flow pass of the mock-up.

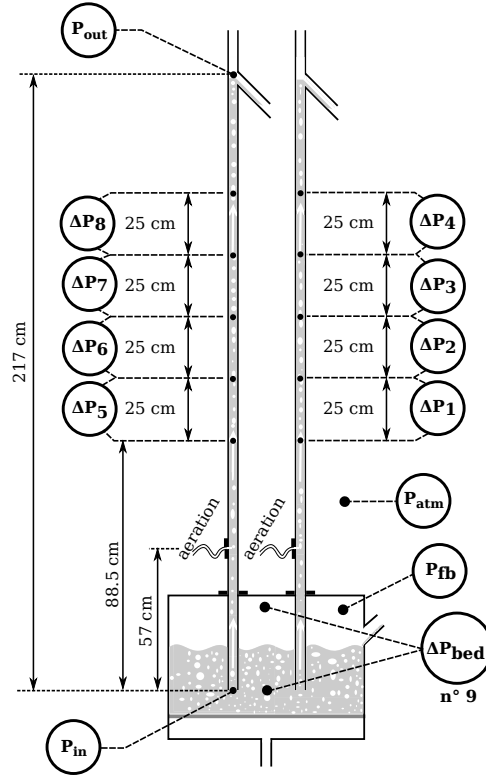


Figure 3.10: Scheme giving the tap positions of the pressure sensors.

3.1.3 Metrology

Pressure sensors are placed as shown on Figure 3.10. Those along the pipes ($n^{\circ}1$ to $n^{\circ}8$) determine the local void fraction of the suspension and therefore estimate the state of the suspension.

The solid hold up of the emitter bed between the lower end of the tubes and the fluidised bed surface can be measured during experiments using the pressure sensor $n^{\circ}9$. It gives the hydrostatic pressure of the bed ΔP_{bed} . A good solid hold up stability reflects a steady state solid flow into the tubes. Indeed, when the solid hold up is constant, the sum of the solid flow rates per tube is equal to the solid feeding flow rate.

The study of the coupling between the “emitter” bed and the vertical tubes was performed by injecting a known flow rate of helium with the air of aeration and by tracing it. Figure 3.11 is the assembly diagram for tracing the gas phase. It represents the position of the probe for the input and output response signals. The tracing device includes a mass flowmeter for the air and the helium, a mixer and a helium volume fraction analyser.

First, under operating conditions of a reference case, the helium probe was placed in the bed and helium was injected with the aeration flow. No helium was detected. Hence, the helium tracing of the gas phase demonstrated that the flow of gas into the tubes is only upward. Then, the helium volume fraction was only measured at the outlet of the vertical tubes. Under the same operating conditions, helium was injected with aeration flow in the bottom tap of ΔP_1 (Figure 3.10), and the helium detection probe was placed at the usual aeration tap (Figure 3.10). No helium was detected.

The total gas flow rate throwing the vertical tubes was estimated with the mass conservation law of helium expressed by Equation (3.1). The helium volume fraction value time-averaged on

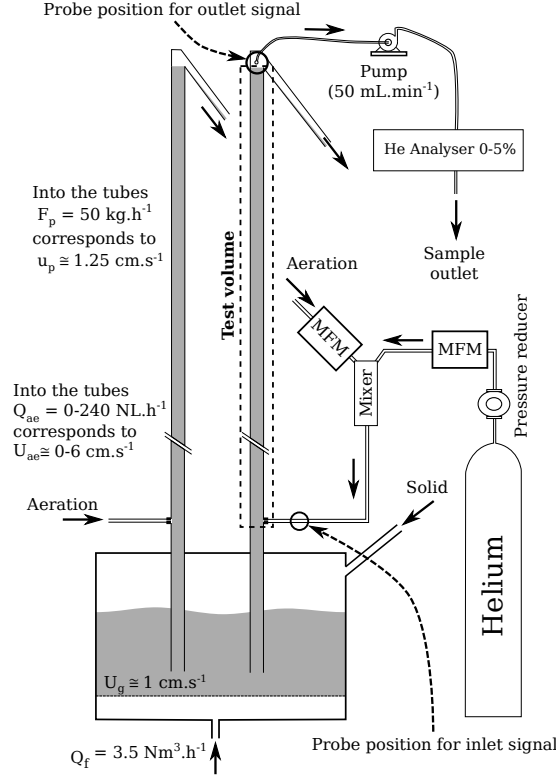


Figure 3.11: Assembly diagram of the helium tracing device.

a 30 minutes scale of steady state is $y_{He,f}$. The gas flow rate exchanged between the “emitter” bed and the tubes is deduced by subtracting the aeration and helium flow rates to the total gas flow rate measured.

$$Q_{bt} = \frac{Q_{He}}{y_{He,f}} - Q_{He} - Q_{ae} \quad (3.1)$$

Q_{ae} represents the aeration flow rate, Q_{He} the helium flow rate, y_{He} the helium volume fraction and Q_{bt} the air flow rate exchanged between the “emitter” bed and the tubes.

The behaviour of the gas phase was studied by comparing the input and output response signals to a step input signal of helium flow rate.

The Figure 3.12 plots the tube input and output response signals (normalised helium volume fraction) for the reference test case ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ and $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$) to a step input helium flow rate perturbation. The normalised helium volume fraction is defined as $\frac{y_{He}}{y_{He,f}}$. From these data, we extracted different characteristic times of the Residence Time Distribution -RTD- determination:

- the detection time of helium t_d which is the difference between the time to detect helium at the inlet of the tube ($t_{0,input}$) and the time to detect helium at the outlet of the tube ($t_{0,output}$),

$$t_d = t_{0,output} - t_{0,input} \quad (3.2)$$

- the mean residence time t_s given by the time difference between input and output to reach 50 % of the steady state helium volume fraction,

$$t_s = t_{50,output} - t_{50,input} \quad (3.3)$$

- a dispersion coefficient $\overline{t_E}$ given by the ratio of the time between 25 % and 75 % of the steady state helium volume fraction of the output on the same time of the input (Equation (3.4)):

$$\overline{t_E} = \frac{(t_{75} - t_{25})_{output}}{(t_{75} - t_{25})_{input}} = \frac{t_{E,output}}{t_{E,input}} \quad (3.4)$$

A gas flow behaviour close to the plug flow leads to a dispersion coefficient close to 1.

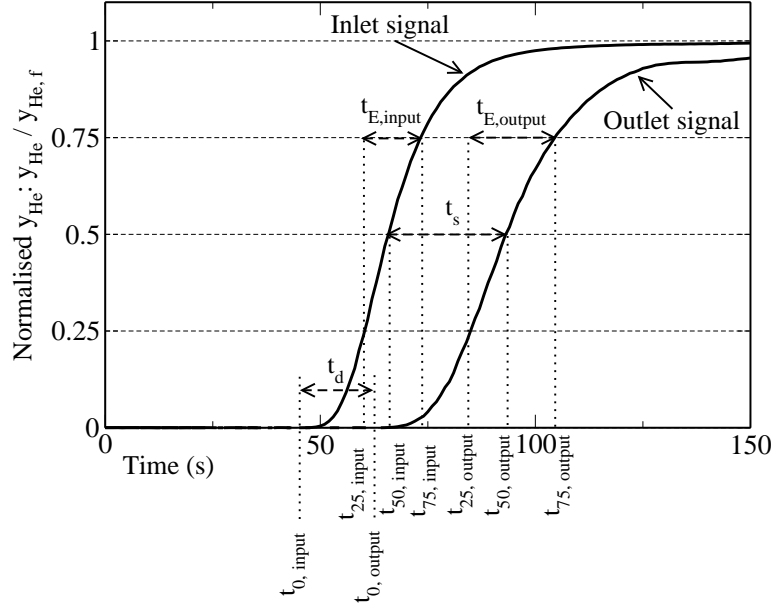


Figure 3.12: Tube's input and output response signals for the reference test case conditions: $Q_f = 3.5 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ and $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$.

3.1.4 Operation of the mock-up

The emitter bed is fluidised with a gas flow rate just above the minimum bubbling velocity. The pressurisation of the emitter bed induces a push up of the solid phase into the tubes. The operating parameters are the solid feeding flow rate of the emitter bed by the screw feeder F_p , the fluidisation flow rate of the emitter bed Q_f , the aeration flow rate of the tube Q_{ae} and the freeboard pressure of the emitter bed P_{fb} .

The pressure of the hopper has to be equal to the emitter bed pressure to allow the solid feeding of the emitter bed by the hopper.

The driving force of the solid flow in the tubes is the difference of pressure between atmospheric pressure $P_{out} = P_{atm}$ and the pressure at the inlet of the tube P_{in} (Equation (3.5)).

$$\Delta P_{drive} = P_{in} - P_{atm} \quad (3.5)$$

The pressure P_{in} is equal to the freeboard pressure of the emitter bed P_{fb} added to the hydrostatic pressure due to the bed height from its top to the inlet tube's level ΔP_{bed} . F_p , Q_f , Q_{ae} , P_{fb} are imposed at a constant value during a test. As P_{fb} is imposed, the level of solid in the "emitter" bed (giving ΔP_{bed}) establishes at a value making ΔP_{drive} high enough to compensate all the energy losses generated by the flow of solid in the tubes.

$$\Delta P_{in} = \Delta P_{bed} + P_{fb} \quad (3.6)$$

Fluctuations of the bed height lead to fluctuations of ΔP_{drive} following ΔP_{bed} fluctuations. As fluctuations of ΔP_{drive} could generate fluctuations of the solid flow rate into the tubes, the stability of the system needs low variations of the bed height when the solid hold up varies. Therefore, the “emitter” bed surface has to be important enough to avoid high variations of its height with solid hold up variations. On the presented mockup, a 1 kg of solid hold up variation corresponds to approximately 1 cm of bed height variation (≈ 1.3 mbar of ΔP_{bed} variation).

3.1.5 Protocol of experiments

The following protocol of experiment was used for all our experiments:

- At the beginning, there must be enough solids in the emitter bed to ensure that even when the tubes are filled, the lower end of the tubes remains immersed into the bed.
- First, the beds were fluidised with enough air to ensure a good fluidisation.
- Then, the leakage valve on the top of the “emitter” bed was closed to force the leaving of the gas either through the tubes or the pneumatic regulating valve placed on the top of the hopper.
- The aeration flow rate of each tube was applied.
- Then, the freeboard pressure P_{fb} of the “emitter” bed was applied to a given value higher than atmospheric pressure and lower than 300 mbars + P_{atm} . Consequently, the pneumatic regulation valve starts closing, resulting in the increase of the gas pressure drop through the valve. This pressure increase results in the ascension of the suspension into the tubes to compensate the pressure increase at the tube inlet.
- Depending on the amount of the applied pressure, the suspension height into the tubes either stops before the upper end of the latter or reaches this upper end initiating the solid flow into the tubes. For each experiment, the control pressure was applied to a value which led to the solid flow into the tubes and the recovery of solid into the upper bed. Consequently the level of solids of the emitter bed decrease, resulting in the decrease of the hydrostatic bed pressure P_{bed} , and therefore decreasing the driving pressure of the solid flow. When the gas pressure difference between the ends of each tube becomes lower than the driving pressure needed, the solid flow stops and the level of solids in the tubes stabilises just below the discharge of each tube. It must be noted that control pressure applied must keep the level of solids in the “emitter” bed higher than the lower end of the tubes ($\Delta P_{bed} > 0$ mbar).
- Once the solid flow has stopped, a solid feeding flow rate is applied by the screwfeeder. It increases the level of solid into the bed, therefore increasing ΔP_{bed} and therefore increasing ΔP_{drive} , because P_{fb} remains at its setting value. The increase of the gas pressure drop between the ends of the tubes initiates the solid flow into the tubes.
- When the level of solids stabilises in the emitter bed, it means that the solid flow into the tubes is steady and also that the sum of the solid flow throwing each tube is equal to the solid feeding flow rate (screwfeeder).
- Regarding helium tracing, the injection starts and ends during steady state of solid flow.

In conclusion, this mockup handles a stable upward flow of dense gas-solid suspensions. Solid flow rate and suspension void fraction in the tubes can be applied independently.

It must be highlighted that the design of the pneumatic regulation valve is important. In order to ease the setting of the freeboard pressure, the nominal pressure drop of the pneumatic valve at a gas flow almost equal to the fluidisation flow rate of the emitter bed has to be close to the hydrostatic pressure of the suspension in the tubes.

3.2 Experimental results

In this section are presented the effect of the 4 following operating parameters on the hydrodynamic of the suspension and the stability of the system:

- The gas fluidisation flow rate of the emitter bed Q_f that is varied between 1.75 and 4 $\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ which corresponds to $0.6 U_{mb} \leq U_F \leq 1.4 U_{mb}$ (Air velocity into the emitter bed).
- The solid feeding flow rate of the emitter bed by the screw feeder F_p that is varied between 20 and 130 $\text{kg} \cdot \text{h}^{-1}$
- The gas aeration flow rate of conveying tubes that is varied between 0 and 240 $\text{NL} \cdot \text{h}^{-1}$ which corresponds to $0 \leq U_{ae} \leq 8 U_{mb}$ (Superficial air velocity into the conveying tubes).
- The freeboard pressure of the emitter bed P_{fb} .

3.2.1 Reference test case

The operating conditions of the reference test case were determined on the following criteria:

- The solid flow rate fed by the screwfeeder was evaluated by a global heat balance. In industrial conditions, the solar net flux absorbed by the suspension will be close to $40 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$. Considering an underestimated heat transfer coefficient of $200 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ between particles and the receiver tube, a 2 meters long heated section, an inlet solid temperature of 670 K and a maximum temperature of 1270 K for the tubes, the solid mass flux has to reach $50 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ per tube. Under these conditions, the solid outlet temperature is about 950 K and the power recovered is about 8.4 kW per tube. So the solid mass flux of the reference test case is $50 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ per tube. For a command frequency of 40 Hz, the screwfeeder provides $104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ of solid which means $52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ per tube if the solid is equally distributed between the tubes.
- The emitter bed fluidisation flow rate of the reference test case was determined on fluidisation criteria. We considered that for A/B Geldart group particles, the fluidisation quality is sufficiently homogeneous for air velocities above or equal to the minimum bubbling velocities. As the emitter bed cross section area is 0.08 m^2 and as the operating pressure at the sintered metal plate level is about 1.3 bars, the fluidisation velocity at the bottom of the emitter bed is about U_{mb} for a fluidisation flow rate of $3 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. We took $Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ as reference value ($U_f = 1.2 U_{mb}$).
- The aeration flow rate of the tubes was settled in order to imitate the gas expansion with heating. The aeration flow rate of the reference test case is $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ because it is the lowest aeration which does not increase anymore the solid flow stability.

Table 3.1: Operating parameters of the reference test case.

Operating parameters	Values
Fluidisation flow rate (Q_f)	$Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ or $U_f = 1.2 \text{ U}_{\text{mb}}$
Solid feeding flow rate (F_p)	$104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ ($52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ per tube)
Aeration flow rate (Q_{ae})	$Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ or $U_{ae} = 4.5 \text{ U}_{\text{mb}}$
P_{fb}	248 mbars

The operating parameters of the reference test case are reported in the Table 3.1.

One of the important concerns to clarify is the system reactivity facing perturbations. Indeed, an increase of the solar flux must be followed by a quick increase of the solid flow rate into the tubes to avoid overheating. An increase of the solar flux is also accompanied by air expansion (hydrodynamical perturbations), and the system must cope with this.

3.2.2 Dynamic behaviour of the system

3.2.2.1 Response to a solid feeding flow rate perturbation

The Figure 3.13 represents the evolution with time of the bed pressure. Operating conditions correspond to those of the reference test case. The system only needs 250 s to reach its new steady state and during the transitional regime, the solid flow rate increases regularly.

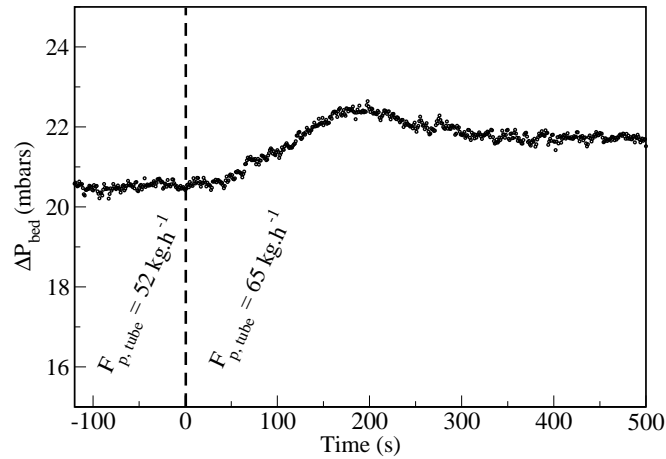


Figure 3.13: Response of the system to a solid feeding flow rate perturbation: when $t < 0 \text{ s}$ $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$, when $t > 0 \text{ s}$ $F_p = 130 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$.

The system has reached its new steady state without any external intervention. The level of solid into the bed adapts itself to compensate the increase of driving pressure needed. It is a self controlled system.

3.2.2.2 Response to an aeration flow rate perturbation

In the solar field, one of the most probable event could be the increase (or decrease) of the solar radiation leading to the increase (or decrease) of the exchanger temperature. It results in the

increase (or decrease) of the gas velocity into the tubes. In order to imitate a brutal increase of solar radiation, the following test was performed: once the steady state of the reference test case was reached, the aeration flow rate was increased from $150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ to $180 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$. The Figure 3.14 shows the bed pressure of the emitter bed as a function of time. During the transitional regime, the bed pressure decreases which means that the solid flow rate into the tubes increases. When the bed pressure reaches its new steady state, the instantaneous solid flow rate into the tubes is again equal to the solid feeding flow rate $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$. Once again, the level of solid into the “emitter” bed adapted itself to compensate the decrease of hydrostatic pressure in the tubes (increase of void fractions by the aeration increase). The response time of the system to this perturbation is about 250 s.

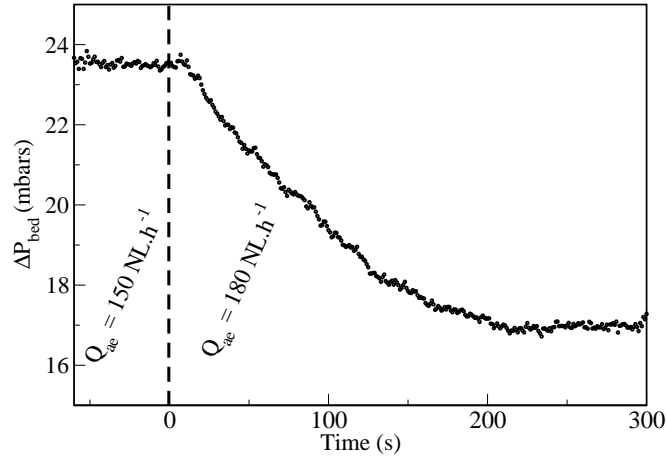


Figure 3.14: Response of the system to an aeration flow rate perturbation when $t < 0 \text{ s}$ $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, when $t > 0 \text{ s}$ $Q_{ae} = 180 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$.

The speed and accuracy tests of the system are conclusive. Then, its steady state study may be performed.

3.2.3 Distribution of the solid feeding flow rate between the tubes.

A other important concern is to demonstrate the equal distribution of the solid feeding flow rate between the tubes. Experiments were performed using the operating conditions of the reference test case for 3 different solid feeding flow rates: 78, 104 and $130 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$. The solid was recovered at the outlet of each tubes in two separated vessels and during one hour of steady state solid flow. The distribution of the solid flow rate between the tubes is reported in the Table 3.2.

Table 3.2: Distribution of solid flow rate between the two tubes: $Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $P_{fb} = 248 \text{ mbars}$.

Solid feeding flow rate imposed by the screw feeder [$\text{kg} \cdot \text{h}^{-1}$]	Solid flow rate in the left side tube [$\text{kg} \cdot \text{h}^{-1}$]	Solid flow rate in the right side tube [$\text{kg} \cdot \text{h}^{-1}$]
78	37.4	38.1
104	53.6	51.9
130	65.5	67.4

Table 3.2 proves the equal distribution of the solid flow rate between the tubes for each solid feeding flow rate.

Hereafter, the operating parameters are studied one at a time. They are fixed at the reference test case values (see Table 3.1) except for the tested parameter.

3.3 Effect of solid feeding flow rate of the “emitter bed”

The solid flow rate has different effects on the system presented hereafter.

3.3.1 Effect of solid feeding flow rate on air flow rate exchanged between bed and tubes

The effect of the solid flow rate was evaluated using the operating parameters of the reference test case ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $P_{fb} = 248 \text{ mbars}$) and by varying the solid feeding flow rate F_p between $20 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ and $130 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$. The solid flow rate per tube was determined by recovering the solid at the outlet of each tube with two separated vessels during the steady regime.

The first effect relates to the gas flow rate exchanged between the “emitter” bed and the tubes. This flow rate named Q_{bt} was evaluated using helium volume fraction measurements as presented in subsection 3.1.3. Figure 3.15 gives the time-averaged volume fraction of helium measured at the outlet of the tubes during 30 min of steady regime as a function of solid flow rate per tube ($F_{p,tube}$).

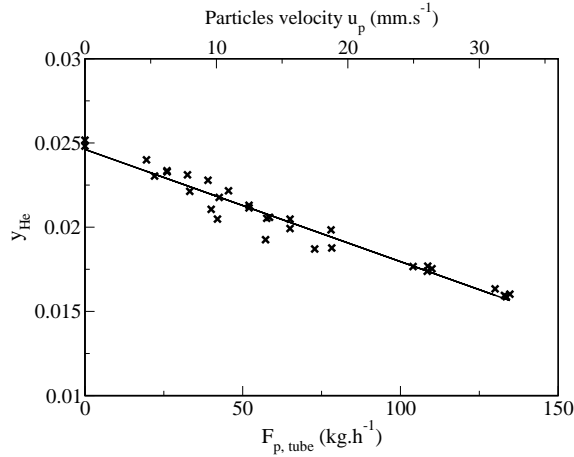


Figure 3.15: Effect of solid flow rate per tube on the helium volume fraction measured at the outlet of the tubes: $Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $P_{fb} = P_{atm} + 248 \text{ mbars}$ and $0 < F_{p,tube} < 130 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (u_p determined according to the void fraction of Figure 3.28).

The time-averaged helium volume fraction leads to the air flow rate exchanged between the “emitter” bed and the tubes using Equation (3.1). This flow rate expressed in $[\text{NL} \cdot \text{h}^{-1}]$ is given on the graph of Figure 3.16. Q_{bt} increases when F_p increases.

The linear fitting of the experimental data gives the correlation 3.7:

$$Q_{bt} = 12.55 + 0.66 \cdot F_{p,tube} \quad (3.7)$$

We consider that for a given fluidisation flow rate, the fluidisation conditions remain the same at the inlet of the tube for different solid flow rates. In other words, the slip velocity between the gas and the particles does not change. In the same graph (Figure 3.16) the theoretical estimation of Q_{bt} is reported by considering that the slip velocity between gas and particles at the tube inlet is equal to the minimum fluidisation velocity in one hand, and the minimum bubbling velocity in the other hand. This demonstrates that the suspension at the inlet is under minimum fluidising conditions for each solid flow rate.

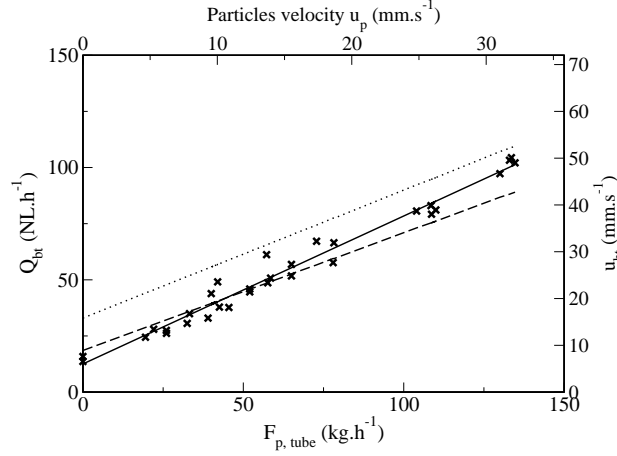


Figure 3.16: Q_{bt} as a function of $F_{p,tube}$ with $Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $P_{fb} = P_{atm} + 248 \text{ mbars}$ and $0 < F_{p,tube} < 130 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$: Experimental data (\times), fitted line (—), gas mass flow rate calculated with minimum fluidising condition assumption at the inlet (---), or minimum bubbling condition assumption (.....) (u_p determined from the void fraction of Figure 3.28).

3.3.2 Effect of solid flow rate on the local void fraction

The Figure 3.17 proves that under the same fluidisation and aeration flow rates, a modification of the solid flow rate per tube does not have any effect on the suspension void fraction (all the values at the same height are in the uncertainty domain). It plots the suspension local void fraction measured at four different heights on the tube above the aeration tap, for solid feeding flow rates ranging from 0 to $130 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ per tube. The increase of void fraction with height is due to the gas expansion by decompression.

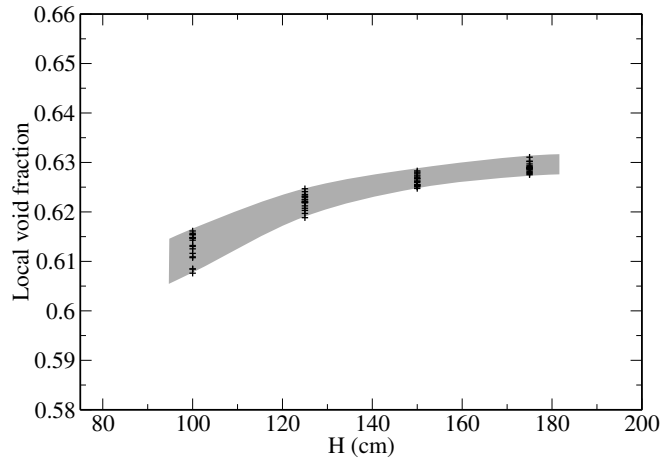


Figure 3.17: Effect of solid flow rate per tube on the local suspension void fraction at $H = 100, 125, 150$ and 175 cm : $Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $P_{fb} = P_{atm} + 248 \text{ mbars}$ and $0 < F_{p,tube} < 130 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (H is the height above the bottom of the tubes).

The gap between values at the same height is not greater than 1 %.

3.3.3 Effect of solid feeding flow rate on the driving pressure

The solid flow rate also acts on the driving pressure of the flow, which corresponds to the total gas pressure drop on the tubes needed to ensure the applied solid flow rate. Equation (3.6) gives

the driving pressure which is measured by adding the freeboard pressure to the hydrostatic pressure of the bed.

The driving pressure determined must compensate the hydrostatic pressure, the increase of solid inertia and the wall-particles friction. On each tube, hydrostatic pressure corresponds to the ratio of the weight of solid into the tube by its cross section area. As the increase of solid inertia energy loss is negligible compared with both the wall-particles friction and the hydrostatic pressure of the suspension, it comes:

$$\Delta P_{drive} = \Delta P_{hydro} + \Delta P_{friction} + \cancel{\Delta P_{inertia}} \quad (3.8)$$

The Figure 3.18 plots the driving pressure measured as a function of the solid flow rate per tube. As the void fraction does not depend on the solid flow rate (see subsection 3.3.2), the hydrostatic pressure is the same for each flow rate and corresponds to the driving pressure when the solid flow rate is zero. The intercept gives the hydrostatic pressure corresponding to the operating parameters: $Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ and $P_{fb} = P_{atm} + 248 \text{ mbars}$. Then, the evolution of the gas pressure drop by friction as a function of solid flow rate per tube is directly given by its slope.

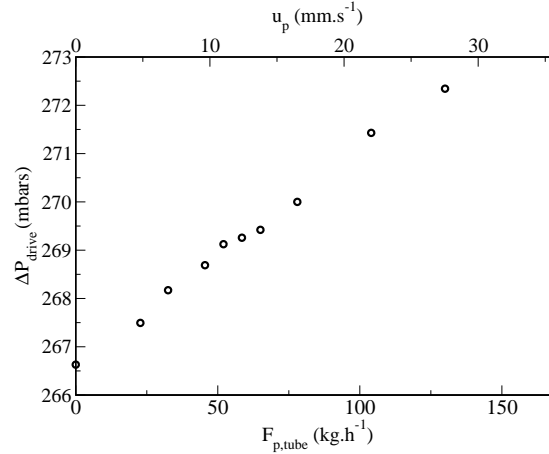


Figure 3.18: Effect of solid feeding flow rate on the driving pressure of the solid flow into the tubes: $Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $P_{fb} = P_{atm} + 248 \text{ mbars}$ and $0 < F_{p,tube} < 130 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (u_p determined from the void fraction of Figure 3.28).

The linear fitting of the experimental data of Figure 3.18 giving the driving pressure evolution with solid flow rate leads to the correlation 3.9:

$$\Delta P_{drive} = 266.63 + 4.46 \cdot 10^{-2} \cdot F_{p,tube} \quad (3.9)$$

Under the same fluidisation and aeration flow rates, an increase of solid flow rate per tube results in an increase of energy losses by wall-particles friction, making necessary the increase of driving pressure. If the driving pressure does not change, the increase of solid feeding flow rate would lead to the filling of the ‘emitter’ bed. But with this system, the bed height increases, increasing the driving pressure ($P_{drive} = P_{freeboard} + \Delta P_{bed}$), until it reaches the driving pressure corresponding to a total solid flow rate into the tubes equal to the solid feeding flow rate of the ‘emitter’ bed.

Even if the pressure drop by wall-particle friction increases with solid flow rate seems very small (Figure 3.18), this increase has its significance to explain the importance of aeration flow rate precision on the system behaviour.

It must be noted that the freeboard pressure and the hydrostatic pressure of the bed (level of solid) are the same for each tube. Indeed, when the fluidisation conditions of the “emitter” bed are good enough, the level of solid in the “emitter” bed is homogeneous. Consequently the driving pressure applied on each tube are continuously the same. Moreover, the solid feeding tap position is closer to the right side tube, which could have led to an asymmetry of the system but as soon as the fluidisation flow rate is important enough to homogenise the bed height, the good distribution of the solid flow rate per tube is maintained (see results of the Table 3.2).

3.3.4 Effect of solid feeding flow rate on gas phase Residence Time Distribution

The test is run with varying solid feeding flow rates, with $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ and $Q_{He} = 3.9 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$.

Figure 3.19 plots the normalised helium volume fraction at the outlet of the right tube as a function of time knowing that time $t = 0 \text{ s}$ corresponds to the helium step injection. The first observation is the dispersion of the input signal by the system. Indeed, the output signal slope is lower than the input signal and there is no significant difference on the dispersion between the different solid flow rates tested. The second observation is the increase in the delay with decreasing solid flow rate. This result can be explained by the increase of Q_{bt} with increasing solid flow rate in the tubes as it was demonstrated by the helium volume fraction measurements during steady state regimes (Figure 3.16). From these data, the detection time t_d , the mean residence time t_s and the dispersion coefficient t_E are extracted.

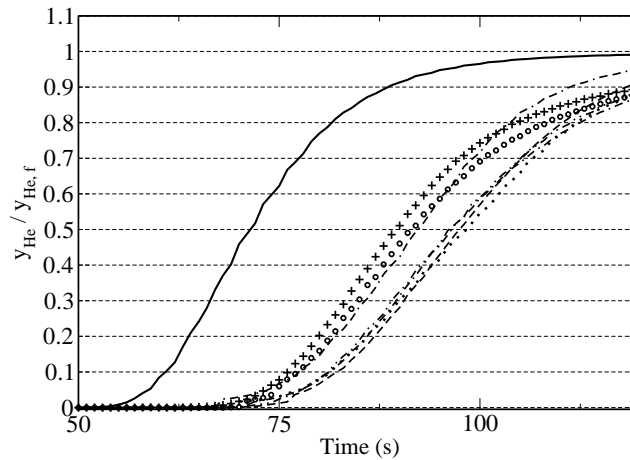


Figure 3.19: Helium measurements for Residence Time Distribution determination for four different solid flow rates: step input signal (—), $F_p = 0 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (.....), $F_p = 26 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (---), $F_p = 39 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (-.-.-), $F_p = 52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (- - - - -), $F_p = 65 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (- - - - -), $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (o) and $F_p = 130 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (+) ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ and $P_{fb} = P_{atm} + 248 \text{ mbars}$).

The Figure 3.20 plots the measured mean residence time as a function of solid flow rate per tube with both the upward and downward step input signals.

The geometrical mean residence time is usually given by Equation (3.10), where V_{tot} is the total volume of the tube between the height of the aeration tap and the discharge height, and $Q_{g,tot}$ is the total volumic gas flow rate. This geometrical mean residence time is plotted on Figure 3.20.

$$t_{s,geo} = \frac{V_{tot}}{Q_{g,tot}} \quad (3.10)$$

We also chose to compare the measured mean residence time t_s with a residence time equivalent to the filling period of a fixed bed of particles under plug flow of the gas phase, $t_{s,fill}$ (Equation (3.11)). Figure 3.20 plots $t_{s,fill}$ as a function of the solid flow rate. The void fraction used for calculation corresponds to the experimentally determined void fraction ε_g .

$$t_{s,fill} = \frac{V_t \cdot \varepsilon_g}{Q_{g,tot}} = \frac{L_c \cdot A_c \cdot \varepsilon_g}{Q_{g,tot}} \quad (3.11)$$

where L_c is the tube's length and A_c the tube's cross section area.

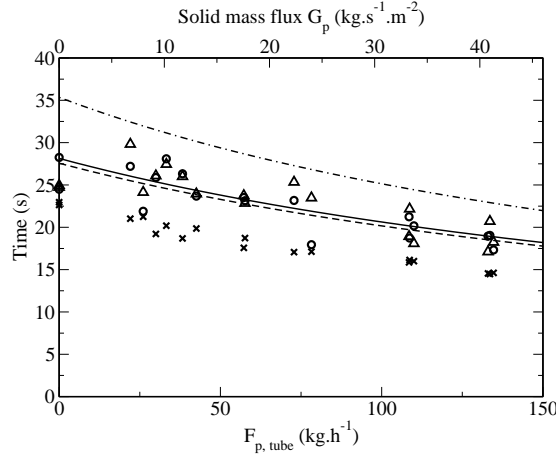


Figure 3.20: Effect of solid mass flux on t_s : experimental mean residence time ($t_{50,output} - t_{50,input}$) determined with (Δ) upward step signal (\circ) downward step signals, (\times) filling period $t_{s,fill}$ and (\cdots) geometrical mean residence time $t_{s,geo}$ ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ and $P_{fb} = P_{atm} + 248 \text{ mbars}$).

First, the results given by upward and downward mean residence time determination are comparable which gives confidence in the results. The measured geometrical mean residence t_s time is between $t_{s,fill}$ and $t_{s,geo}$ for every solid flow rate tested. The filling period $t_{s,fill}$ is lower than the experimental mean residence time. This shift may be attributed to the axial dispersion of helium under the effect of bubbles, which delays $t_{50,output}$. The solid flow rate does not seem to have an effect on the difference between t_s and $t_{s,fill}$, nor t_s and $t_{s,geo}$, except a small decrease.

The Figure 3.21 plots the dispersion coefficient $\overline{t_E}$ as a function of the solid mass flux per tube. The values do not seem to evolve on the solid flow rate range covered. The values are in the range 1.2 to 1.6 with an average value close to 1.4 for both upward and downward step signals. These values are higher than 1, which means that there is a gas dispersion into the tubes and that the gas flow is not plug flow. The dispersion can be explained by the gas transport by bubbles which is faster than the gas transport by emulsion. As a conclusion, the gas phase behaviour is not influenced by the solid flow rate in the range covered.

In order to explain the low effect of the solid flow rate on the spread coefficient $\overline{t_E}$, we must consider the respective gas and solid velocities. For solid flowrates between 26 kg.h^{-1} to 65 kg.h^{-1} per tube, the solid velocities range from 0.6 cm.s^{-1} to 1.4 cm.s^{-1} , taking a void fraction of about 0.6. This velocity difference is low in comparison with the gas velocity of about $u_g = 7.5 \text{ cm.s}^{-1}$ when $Q_{ae} = 150 \text{ NL.h}^{-1}$. This can explain the poor effect of the solid flowrate on the spread coefficient.

The Figure 3.22 plots the theoretical filling period $t_{s,fill}$, the detection time of helium t_d and the theoretical ascension time of an axial plug t_b calculated from the axial plug velocity given

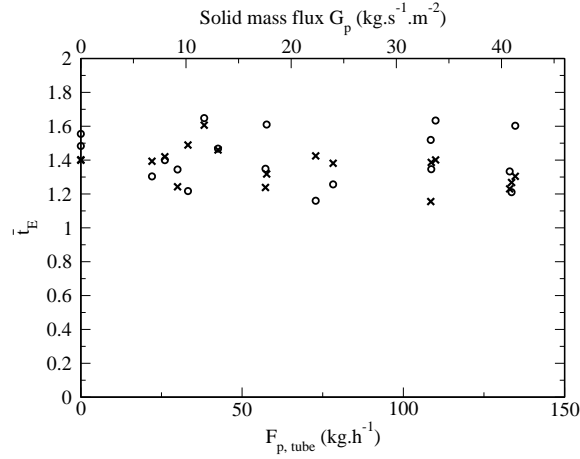


Figure 3.21: Effect of solid mass flux on the dispersion coefficient \bar{t}_E : upward step input signal (\times), downward step input signal (\circ) ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ and $P_{fb} = P_{atm} + 248 \text{ mbars}$).

by equation (3.12). The detection time of helium is important because it allows to evaluate the gas exchange between bubbles and emulsion part of the suspension. Indeed, $t_b = t_d$ is the case where the helium trapped in a bubble at the aeration injection height goes directly to the upper end of the tube into the same bubble. Then, if the detection time is close to the time for an isolated bubble to reach the upper end of the tube, it means that there is a low exchange rate of gas between bubbles and the emulsion. On the contrary, if the detection time is close to $t_{s,fill}$, it means that the exchange rate between bubbles and the emulsion is important.

$$U_b = U_g - U_{mb} + U_p + 0,35 \cdot \sqrt{g \cdot D_c} \quad (3.12)$$

where D_c is the column diameter.

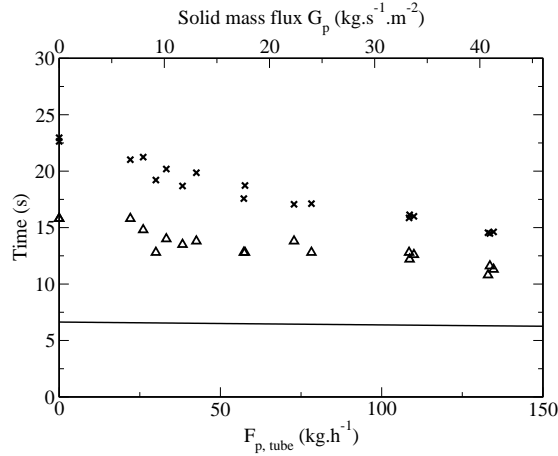


Figure 3.22: Effect of solid mass flux on the pure delay time t_d : (\times) theoretical filling period $t_{s,fill}$, (Δ) detection time t_d , (—) theoretical time for an axial plug to reach the upper limit of the tube from aeration tap t_b , using the axial plug flow velocity defined by equations (2.24) and (2.25) ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ and $P_{fb} = P_{atm} + 248 \text{ mbars}$).

The detection time of Figure 3.22 is closer to the theoretical filling period than to the minimum theoretical detection time. This clearly shows the important exchange of gas between bubbles and emulsion phase. This could be an important result because if there is a good radial movement of the gas phase, a good mixing of the solid phase could be expected, resulting in good thermal transfer into the suspension and at the wall.

3.4 Effect of fluidisation flow rate

The study of the fluidisation flow rate effects on the system is performed under the reference test case operating conditions and by varying the fluidisation flow rate of the emitter bed between $1.75 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ and $4.25 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ($0.6 U_{mb} \leq U_f \leq 1.4 U_{mb}$: velocities calculated taking into account the gas density variation with pressure).

The influence of fluidisation flow rate is observed through the solid flow distribution between the tubes and also through the solid flow stability.

3.4.1 Effect of fluidisation flow rate on the system symmetry

The Figure 3.23 gives the solid flow rate passing through the right side tube (determined by a direct recovery at the outlet of the tubes) as a function of the fluidisation flow rate. The total solid flow rate $104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ is equally distributed between the tubes when the fluidisation velocity is over U_{mb} (Fluidisation flow rate of $3 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. Below this velocity, the solid flow rate in each tube is different.

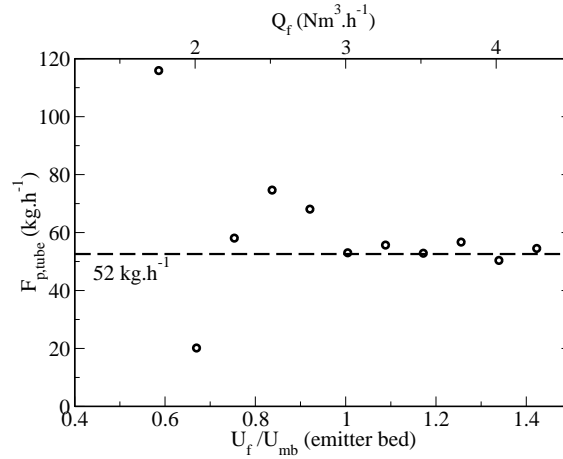


Figure 3.23: Solid flow in the right side tube as a function of the fluidisation flow rate: $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $P_{fb} = P_{atm} + 248 \text{ mbars}$ and $1.75 < Q_f < 4.25 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$.

3.4.2 Effect of fluidisation flow rate on the system stability

The Figure 3.24 gives the bed pressure scope as a function of the fluidisation flow rate. It gives an estimation of the flow stability into the tube (See subsection 3.1.4). The scope of the bed hydrostatic pressure corresponds to a maximum change in the mass of the bed ($\Delta P_{bed,max} - \Delta P_{bed,min}$).

The flow stability of solid into the vertical tubes is greatly influenced by the fluidisation flow rate of the emitter bed and the conclusion is nearly the same: the fluidisation velocity has to be above the minimum bubbling velocity to ensure a good stability. This can be explained by a non homogeneous fluidisation of the bed at low gas velocities.

An increase of the fluidisation flow rate above the minimum bubbling velocity does not influence the stability of the solid flow into the tubes.

Regarding these results, the optimal range of fluidisation velocity lies between 1 and $1.4 U_{mb}$. The reference value chosen is $1.2 U_{mb}$.

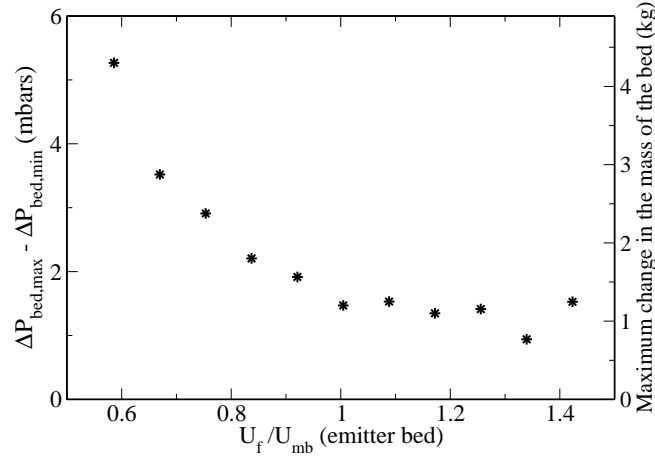


Figure 3.24: Scope of the bed pressure as a function of the fluidisation flow rate: $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $P_{fb} = P_{atm} + 248 \text{ mbars}$ and $1.75 < Q_f < 4.25 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$.

3.5 Effect of aeration flow rate

Aerations are lateral injections of air at 57 cm above the bottom of the vertical tubes. They act on the suspension void fraction by increasing the gas velocity into the tubes. Experiments were run with the operating parameters of the reference test case ($F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ($\approx 1.2 U_{mb}$)) and by varying the aeration flow rate in the range 0 to $240 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$. This range corresponds to a gas velocity between 0 and $7.3 U_{mb}$ brought back to the tube's cross section. During the experiments on the aeration flow rate effects, the freeboard pressure P_{fb} was settled at about approximately 20 mbars less than the expected driving pressure ΔP_{drive} . Therefore, the bed hydrostatic pressure ΔP_{bed} is established at approximately 20 mbars which corresponds to a bed height between the lower end of the tubes and the solid feeding inlet coming from the hopper.

3.5.1 Effect on solid flow stability

The main effect of aeration flow rate on the system is its impact on the solid flow stability into the vertical tubes. The graphs of Figure 3.25 gives the evolution of the solid hold up of the emitter bed as a function of time during an experiment for increasing aeration flow rates. Fluctuations decrease when the aeration flow rate increases. The first increase of the solid hold up corresponds to the transitional period, before the level of the bed reaches its steady state value.

The Figure 3.26 plots both the “emitter” bed pressure scope on the steady state regime and the corresponding maximum solid hold up variation as a function of aeration flow rate. The fluctuations of solid hold up directly attributable to solid flow rate fluctuations at the outlet of the vertical tubes no longer evolve for aeration over $150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$. A scope of 1.5 mbars corresponds in our geometry (bed section = 0.08 m^2) to a maximal variation of bed solid hold up of $\pm 1.14 \text{ kg}$ during twenty minutes of steady state. It can be related to a maximal variation of solid flow rate of $\pm 3.42 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$. Therefore, the solid flow rate in the exchanger tube is $\pm 3.3 \%$ of the setpoint solid flow rate in the case $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$. The conclusion of these experiments is that an aeration of at least $150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ is needed to ensure an acceptable stability of the solid flow under cold conditions. This explains why $150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ is the reference value of aeration flow rate.

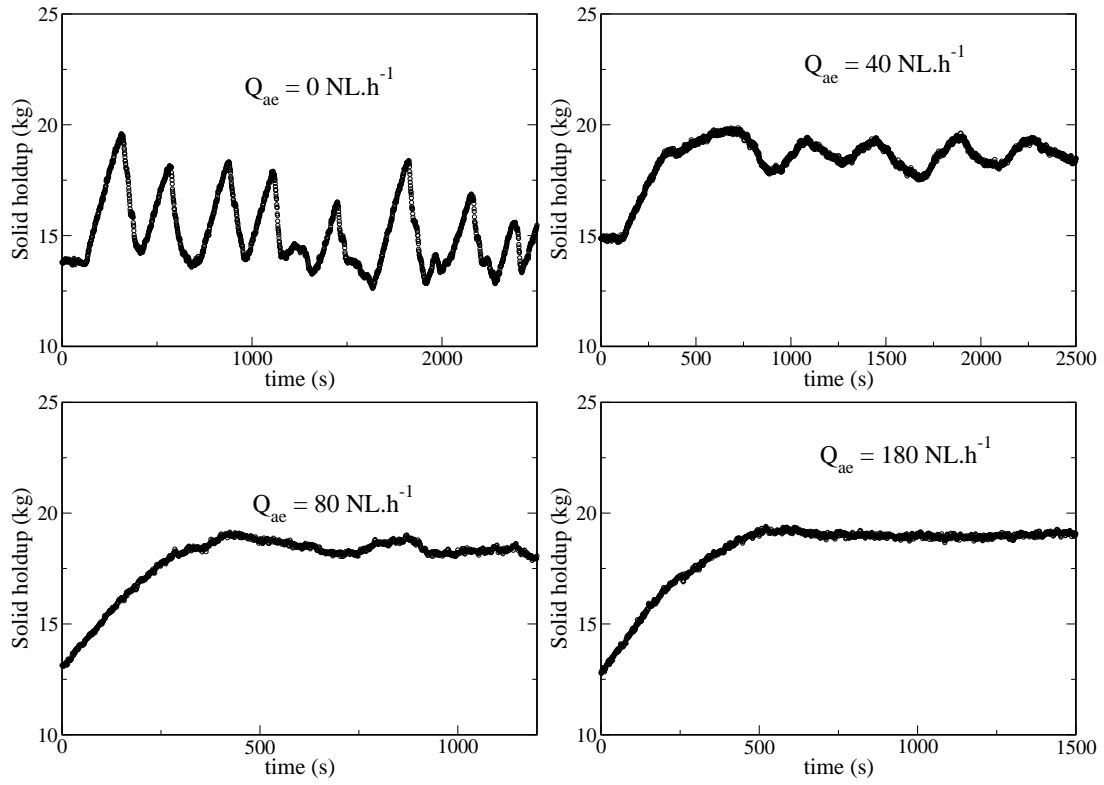


Figure 3.25: Solid hold up profile of the emitter bed as a function of time for 4 different aeration flow rates: $0 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $40 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $80 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ and $180 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$).

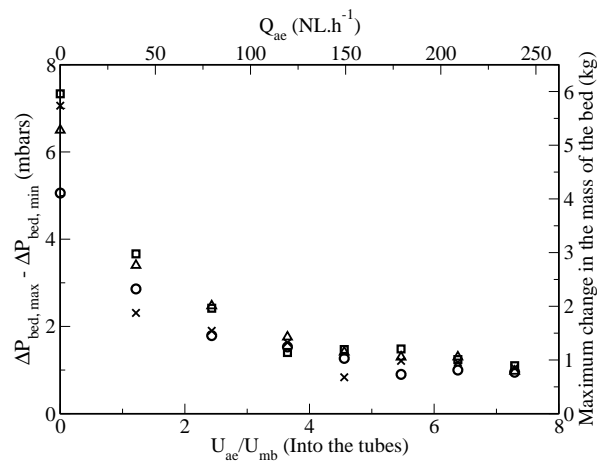


Figure 3.26: Effect of aeration flow rate on the hydrostatic pressure scope of the emitter bed for 4 different solid flow rates per tube ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$): $39 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (○), $52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (□), $65 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (×), $80 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (◇) solid flow rate in one tube only.

3.5.2 Effect on the driving pressure

The aeration flow rate greatly impacts the driving pressure under the same solid and fluidisation flow rate conditions. The Figure 3.27 gives the evolution of the driving pressure as a function of the aeration flow rate. An increase of the aeration flow rate from 0 to 240 NL · h⁻¹ results in a 14 % decrease of the driving pressure of the solid flow from 295 mbars to 255 mbars.

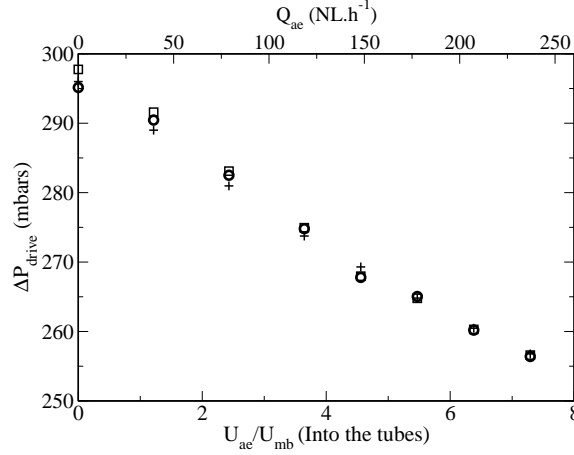


Figure 3.27: Effect of aeration flow rate on the driving pressure of the solid flow for 3 different solid feeding flow rates per tube: 52 kg · h⁻¹ (○), 65 kg · h⁻¹ (□), 80 kg · h⁻¹ (+) ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$).

This decrease is due to the effect of the aeration on the suspension void fraction. The void fraction plotted on the graph of Figure 3.28 is determined by considering that the mass of solid particles in each tube is responsible of the hydrostatic pressure on the tube (Equation (3.13)). As explained in subsection 3.3.3, the driving pressure measured is considered to be the sum of the pressure drop by wall-particle friction and the hydrostatic pressure drop on the tube due to solid weight (Equation (3.8)). Consequently, in order to determine the exact overall void fraction on the tube, the pressure drop by friction (Figure 3.18) is taken away from the driving pressure measured (Equation (3.6)) to keep only the hydrostatic pressure part. The assumption is made that in our reduced range of void fraction variation, for the same solid flow rate, the void fraction does not have any effect on the pressure drop by wall-particle friction.

$$\varepsilon_g = 1 - \frac{\Delta P_{hydro}}{\rho_p \cdot g \cdot L_c} \quad (3.13)$$

The linear fitting of the void fraction plot as a function of aeration flow rate for a solid flow rate per tube of 52 kg · h⁻¹ (reference value) gives the following correlation (Equation (3.14)).

$$\varepsilon_g = 0.57 + 2.49 \cdot 10^{-4} \cdot Q_{ae} \quad (3.14)$$

3.5.3 Effect on the local void fraction

The aeration flow rate effect can also be evaluated on the local void fraction above the aeration tap. The Figure 3.29 gives the local void fraction deduced from the local pressure drop along the pipe. Void fraction is calculated using Equation (3.13).

Void fraction in the tube increases with the increase of aeration flow rate. For the same aeration flow rate, the void fraction increases with the height because of the gas expansion with pressure decrease.

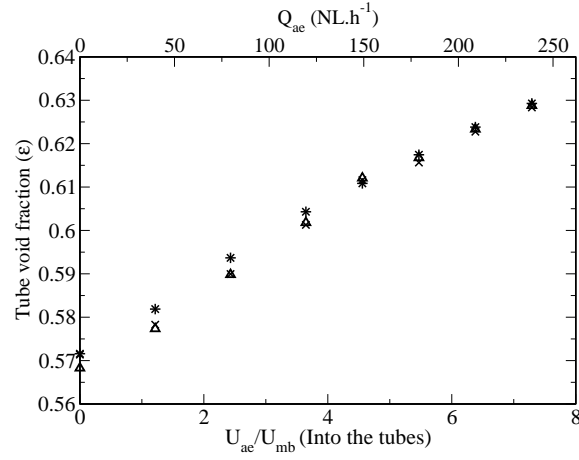


Figure 3.28: Effect of aeration flow rate on the overall tube void fraction for 3 different solid flow rates per tube: $52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (\times), $65 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (\diamond), $80 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ ($*$) ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$).

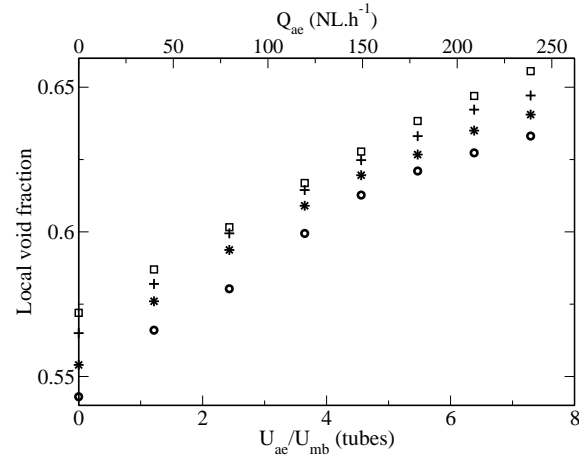


Figure 3.29: Effect of aeration flow rate on the local void fraction at the different heights above the bottom of the tube: 100 cm (\circ), 125 cm ($*$), 150 cm ($+$) and 175 cm (\square) with $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ and $Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$.

It must be pointed out that the increase of the suspension void fraction with the increase of aeration is applied to decrease the freeboard pressure in order to keep the level of solid particles above the bottom of the vertical tubes. Indeed, the driving pressure of the solid flow is the sum of the freeboard pressure and the bed hydrostatic pressure. Without decreasing the freeboard pressure when increasing the aeration flow rate, the level of the emitter bed may reach the bottom of the tubes and consequently, the tubes would not be plunged into the fluidised bed.

3.5.4 Residence Time Distribution with varying aeration flow rates

The Figure 3.30 plots the normalised helium volume fraction measured as a function of time knowing that $t = 0$ s corresponds to the step injection. There is a greater dispersion of the input signal with decreasing aeration flow rates.

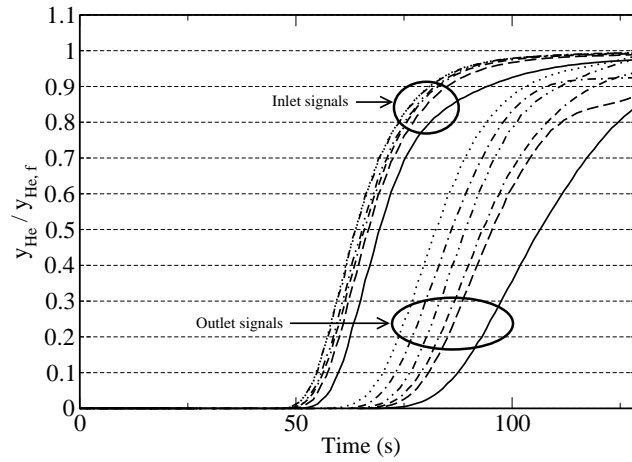


Figure 3.30: Effect of aeration flow rate on the helium step signal answer: $Q_{ae} = 80 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ (—), $Q_{ae} = 120 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ (---), $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ (----), $Q_{ae} = 180 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ (-----), $Q_{ae} = 210 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ (.....), $Q_{ae} = 240 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ (.....) ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$).

The Figure 3.31 plots $\overline{t_E}$ as a function of the aeration flow rate. The gas flow into the tubes approaches plug flow when aeration increases but remains far from the full plug flow behaviour.

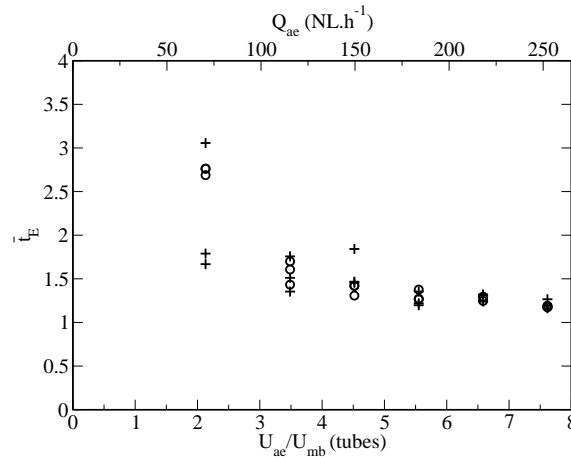


Figure 3.31: Effect of aeration flow rate on the dispersion coefficient $\overline{t_E}$: (+) upward step input signal response, (o) downward step input signal response ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$).

The Figure 3.32 plots the mean residence time t_s experimentally determined, from going up and going down step input signals, as a function of the aeration flow rate. There is a consistency

between the values determined by these two methods. As we can see, for every aeration flow rates tested, the geometrical mean residence time t_s is between the geometrical mean residence time $t_{s,geo}$ as defined by the equation (3.10), and the filling period $t_{s,fill}$ as defined by the equation (3.11). The difference between t_s and $t_{s,fill}$ decreases when the aeration flow rate is increased. This can be explained by the fact that when the aeration flow rate is increased, the bubble proportion is also increased, and bubbles become plugs. Therefore, the gas phase behaves more like a plug flow. The dispersion of the gas phase decreases as well as the delay of $t_{50,output}$.

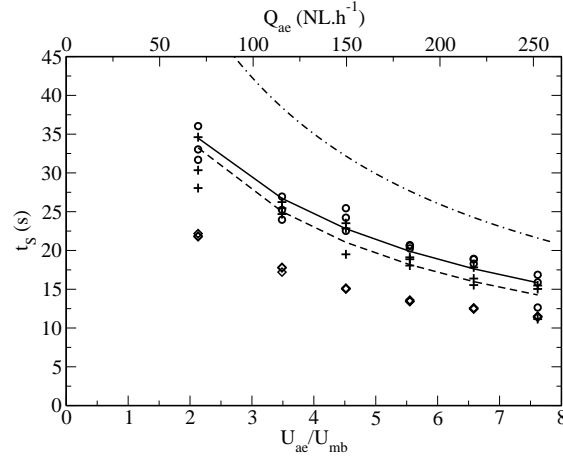


Figure 3.32: Effect of aeration flow rate on the mean residence time t_s : (○) experimental t_s (upward step input signal), (+) experimental t_s (downward step input signal), (---) geometrical mean residence time $t_{s,geo}$, (◇) filling time $t_{s,fill}$, (—) linear fitting of upward step input signal response, (---) linear fitting of downward step input signal response ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$).

On the graph of Figure 3.33, are plotted the pure delay time determined with the upward step signal responses as well as the filling period $t_{s,fill}$, and the minimum theoretical detection time t_b calculated with velocity of axial plugs (time for an axial plug to reach the output probe from the aeration tap). All three of them indicates a function of the aeration flow rate.

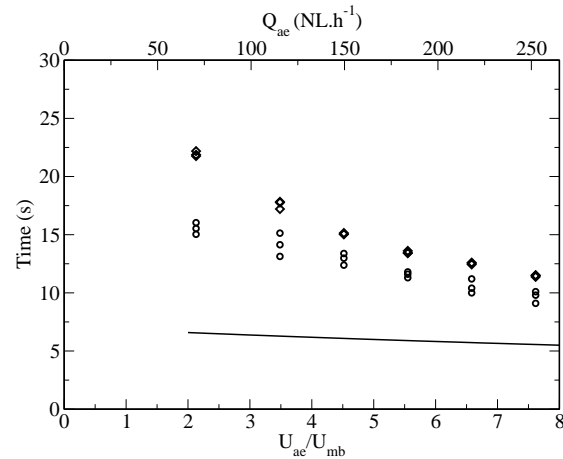


Figure 3.33: Effect of aeration flow rate on the detection time t_d : (○) experimental t_d determined with upward step signal response, (◇) filling period $t_{s,fill}$, (—) theoretical ascension time of an axial plug t_b ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$).

The detection time is closer from the filling period $t_{s,fill}$ than from the ascension time of an axial plug t_b . As $t_d > t_b$, the helium injected into a plug at the aeration height is completely replaced by air before reaching the detection probe at the tube outlet. The time difference between the

experimental detection time and the filling period decreases with increasing aerations. This means that the gas phase behaviour get closer to the plug flow with increasing aeration flow rate.

3.5.5 Effect of freeboard pressure

The freeboard pressure has only one effect on the system. With the operating parameters of the reference test case, if the freeboard pressure is increased from 248 mbars to 250 mbars, it induces a decrease of the hydrostatic bed pressure of 2 mbars in order to keep constant the driving pressure which is the sum of the freeboard pressure and the hydrostatic bed pressure. During the experiments, P_{fb} is applied at a value leading to the establishment of ΔP_{bed} close to 20 mbars, in order to work with approximately the same bed height for each experiment. The Table 3.3 shows that any increase/decrease of the freeboard pressure results in the same decrease/increase of the hydrostatic bed height in order to keep a constant driving pressure. All the other parameters remains unchanged.

Table 3.3: Effect of freeboard pressure on the system with the following operating parameters: $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 120 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_f = 3 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ and for 3 different freeboard pressures (252, 255 and 258 mbars).

Freeboard pressure [mbar]	251.57	254.56	257.52
Hydrostatic bed pressure [mbar]	22.48	19.51	16.56
Driving pressure [mbar]	274.05	274.07	274.08

3.5.6 Sensitivity of the system facing an aeration imbalance between the tubes

In order to estimate the sensitivity of the system facing an aeration flow rate imbalance between the tubes, aeration flow rates were intentionally de-equilibrated under the reference test case parameters. The solid flow rate distribution was measured by recovering the solids at the outlet of the tube. The results are given on the Table 3.5.6.

Table 3.4: Sensitivity of the system facing unequal aeration flow rate between the tubes with the following operating parameters: $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_f = 3 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ and $P_{fb} = 248 \text{ mbars}$.

Test N°	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$Q_{ae, right}$	150	150	150	150	150	150	150	150	150
$Q_{ae, left}$	150	147	144	141	138	135	132	129	126
$F_{p, right}$	52.3	58.8	64.5	71	77.5	84.8	91.1	98.3	103.8
$F_{p, left}$	52.3	47.4	40.0	33.2	26.2	19.6	13.8	5.8	0.3
$F_{p, tot}$	104.6	106.2	104.5	104.2	103.7	104.4	104.9	104.1	104.1
P_{drive}	268.9	269.15	269.3	269.5	269.7	269.95	270.3	270.55	270.8

The Figure 3.34 corresponding to the data of the Table 3.5.6 clearly demonstrates that the solid flow rate distribution between the tubes depends on the aeration flow rate difference between the tubes. With an aeration imbalance over $24 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, all the solid particles go through the more aerated tube.

In order to explain this sensitivity to aeration flow rates, we propose a model based on the following assumptions experimentally verified:

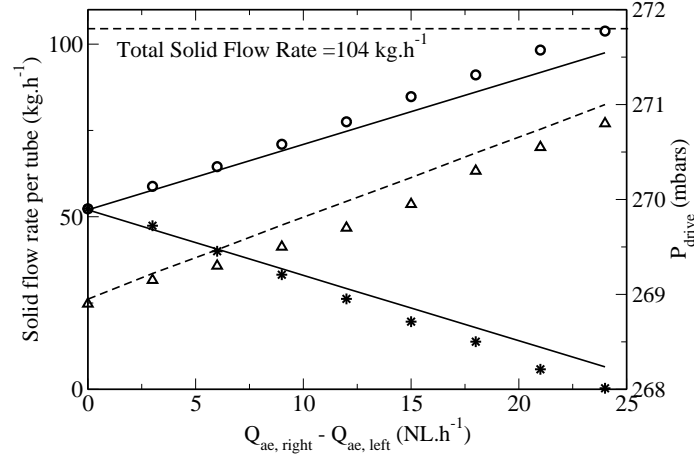


Figure 3.34: Solid flow rate by tube as a function of aeration flow rate difference between the tubes: (o) experimentally measured solid flow rate in the tube on the right, (*) experimentally measured solid flow rate in the tube on the left, (Δ) experimentally measured driving pressure, (—) solid flow rate per tube predictions with electrical analogy model, (---) driving pressure prediction with electrical analogy model.

- The aeration acts on the suspension void fraction into the tube, so it changes the hydrostatic pressure needed to make the suspension rise into the tube and stop just below the discharge. In other words, the aeration modifies the pressure to apply at the inlet of the tube for a zero solid flow rate into the tube. As there is no pressure drop by friction when the solid flow rate is zero, the hydrostatic pressure is directly given by the intercept of the graph of Figure 3.18 ($\Delta P_{hydro} = 266.63$ mbars for $Q_{ae} = 150$ NL \cdot h $^{-1}$).
- The solid flow rate per tube only acts linearly on the pressure drop by wall-particle friction and does not have any effect on the suspension void fraction. The slope of the graph of Figure 3.18 gives the solid flow rate per tube as a function of the pressure drop by wall-particle friction. Indeed, ΔP_{drive} is the sum of the hydrostatic pressure and the pressure drop by wall-particle friction. As the solid flow rate does not change the suspension void fraction (Figure 3.29), it does not change the hydrostatic or zero solid flow rate pressure as well. In the presented case, the variation of $\Delta P_{friction}$ is given by:

$$\Delta P_{friction} = 4,46 \cdot 10^{-2} \cdot F_{p,tube} \quad (3.15)$$

The solid flow rate per tube is determined by the difference between the driving pressure and the hydrostatic pressure of the tube which corresponds to the wall-particle friction pressure drop. When $\Delta P_{drive} - \Delta P_{hydro}$ is negative or zero, the solid flow rate throwing the tube is zero.

- In the covered range of void fraction variations, the pressure drop by wall-particle friction does not change for the same solid flow rate.
- The driving pressure is always the same on each tube because it is equal to the freeboard pressure added with to the hydrostatic pressure of the bed.

When aerations are the same and equal to 150 NL \cdot h $^{-1}$, the hydrostatic pressure on each tube is equal to 266.63 mbars. The solid feeding flow rate is 104 kg \cdot h $^{-1}$ so the solid flow rate per tube is 52 kg \cdot h $^{-1}$. Then the pressure drop by wall-particle friction is 2.32 mbars. It means that the driving pressure as to be 266.63 + 2.32 = 268.95 mbars and this is the case.

The decrease of the aeration of one tube leads to the following events:

- The suspension void fraction of the tube decreases therefore increasing the hydrostatic pressure of the tube (the zero solid flow rate driving pressure). This zero solid flow rate driving pressure is given by Equation (3.16).

$$\Delta P_{hydro} = \frac{m_p \cdot g}{A_c} = (1 - \varepsilon_g) \cdot L_c \cdot \rho_p \cdot g \quad (3.16)$$

- At first, the driving pressure of the solid flow, which is the sum of the freeboard pressure and the hydrostatic pressure of the bed (pressure at the tube's basis) does not change. Depending on the new aeration flow rate, the zero solid flow rate driving pressure can become higher or remain lower than the current driving pressure. In any case, the solid flow rate in the tubes decreases or can become zero (the suspension height is lower than the discharge height).
- Then, as the solid feeding flow rate is applied by the screwfeeder, it does not change. The sum of the solid flow rate of each tubes becomes lower than the solid feeding flow rate leading to an increase of the bed height, and consequently to the hydrostatic bed pressure and the driving pressure at the tube's basis.
- This increase of the driving pressure by the increase of the bed height leads to an increase of the term $\Delta P_{drive} - \Delta P_{hydro}$ on each tube which corresponds to an increase of the solid flow rate per tube if this latter is positive.
- The system finds its new stable state when the total solid flow rate on the tubes becomes equal to the solid feeding flow rate.

In the present case, a decrease of $15 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ of aeration flow rate in the left tube leads to a decrease of suspension void fraction from $\varepsilon_g = 0.608$ to $\varepsilon_g = 0.604$ leading to a hydrostatic pressure or zero solid flow rate driving pressure decreased from $\Delta P_{hydro} = 266.63 \text{ mbars}$ to $\Delta P_{hydro} = 269.18 \text{ mbars}$. This means that the solid flow temporarily stops during the transitional period into the left tube because the hydrostatic pressure becomes higher than the driving pressure of 268.95 mbars .

The system is equivalent to the electrical circuit drawn on Figure 3.35. The correspondence between the electrical system and the cold mockup are reported on Table 3.5.

Table 3.5: Correspondence between the electrical circuit and the cold mockup.

Cold mockup	Electrical circuit
ΔP_{drive}	U_{AD}
$\Delta P_{hydro,r} / \Delta P_{hydro,l}$	$U_{1,r} / U_{1,l}$
$\Delta P_{fric,r} / \Delta P_{fric,l}$	$U_{2,r} / U_{2,l}$
F_p	i
$F_{p,right} / F_{p,left}$	i_1 / i_2

It must be added that in this system:

- the aeration acts as a potentiometer on the voltage U_1 which represents the hydrostatic pressure of the tube,
- the resistance R_1 and R_2 represents the pressure drop by wall-particle friction. The intensity is given by the Equation (3.17),

$$i_1 = \frac{U_2}{R_1} = \frac{U - U_{1,l}}{R_1} \quad (3.17)$$

and the solid flow rate by the Equation (3.15), equivalent to the Equation (3.18),

$$F_{p,tube} = \frac{\Delta P_{fric}}{4.46 \cdot 10^{-2}} = \frac{\Delta P_{drive} - \Delta P_{hydro}}{4.46 \cdot 10^{-2}} \quad (3.18)$$

- the LEDs represent the discharges that prevent a negative intensity (solid flow rate) in the circuit branches (tubes).

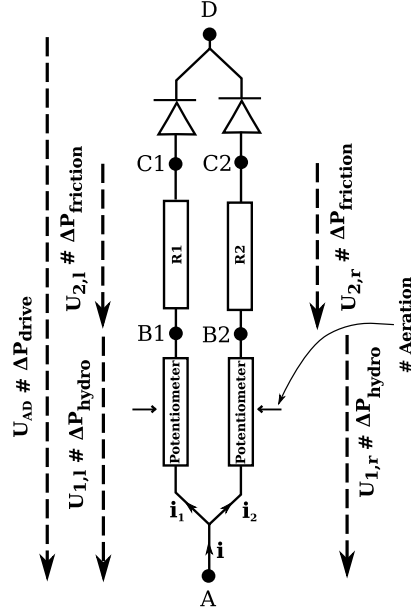


Figure 3.35: Electrical analogy of our mockup.

Following our analogy, the parameters to be determined are:

- the voltage U_{AD} ,
- the intensity i_1 and i_2 .

The applied parameters are:

- the intensity i at the input of the circuit,
- the voltage $U_{1,l}$ and $U_{1,r}$ delivered by the potentiometers,
- the resistance value.

The electrical system to be solved is the following:

$$\begin{cases} i_1 = \frac{U_{2,l}}{R_1} = \frac{U - U_{1,l}}{R_1} \\ i_2 = \frac{U_{2,r}}{R_2} = \frac{U - U_{1,r}}{R_2} \\ i = i_1 + i_2 \end{cases} \quad (3.19)$$

Intensity can not be negative into the branches and the voltage $U_{1,l}$ and $U_{1,r}$ are given by the potentiometer law. The equivalence of the potentiometer law for the real system is the Equation (3.14) giving ε_g as a function of Q_{ae} . The hydrostatic pressure is then given by the Equation (3.16).

The equivalent system for the solid flow is the following:

$$\left\{ \begin{array}{lcl} F_{p,l} & = & \frac{\Delta P_{fric,l}}{4.46 \cdot 10^{-2}} = \frac{\Delta P_{drive} - \Delta P_{hydro,l}}{4.46 \cdot 10^{-2}} \\ F_{p,r} & = & \frac{\Delta P_{fric,r}}{4.46 \cdot 10^{-2}} = \frac{\Delta P_{drive} - \Delta P_{hydro,r}}{4.46 \cdot 10^{-2}} \\ F_{p,total} & = & F_{p,l} + F_{p,r} \end{array} \right. \quad (3.20)$$

with:

$$\Delta P_{hydro,X} = [1 - (0.57 + 2.49 \cdot 10^{-4} \cdot Q_{ae,X})] \cdot L_c \cdot \rho_p \cdot g$$

The value of the resistance R_1 and R_2 are the same and is $4.46 \cdot 10^{-2}$ mbars \cdot h \cdot kg $^{-1}$.

This model leads to the results presented on the graph of Figure 3.34 compared to the experimental ones in terms of solid flow rate and driving pressure.

As we can see, the predictive model based on the electrical analogy presented gives satisfying results.

To improve this model, the pressure drop by wall-particle friction (resistance value) may be adjusted based on the suspension void fraction. Indeed, the slope of the plot of the driving pressure as a function of solid flow rate per tube is considered to be the same for every void fraction but it is only determined for an aeration of 150 NL \cdot h $^{-1}$ which corresponds to the case of the aeration imbalance tested.

This electrical analogy model can be extended to more tubes in parallel, and can prevent the reaction of a n-tubes exchanger. We can already conclude that with a higher number of tubes, the perturbation of one aeration will lead to a lower perturbation of the other tubes in term of solid flow rate, because the increase of solid flow rate per tube will be split on each tubes.

3.6 Modeling of gas-particle suspension upward flow

The helium tracing experiments has demonstrated that under the covered range of solid mass flux, the solid flow is mainly driven by bubbles. Therefore, it appeared obvious to use a bubble based model to simulate the upward solid flow in the exchanger tubes.

The model is a modified version of the one proposed by Andreux and Hemati [5] which takes into account the particle transport by the bubble wakes, as it has been demonstrated by Rowe and Partridge [161] with X-ray study (Figure 2.15).

3.6.1 Assumptions, equations and correlations of the model

The developed model may be considered as the classical Bubble-Emulsion model used with classical fluidised beds to which are added:

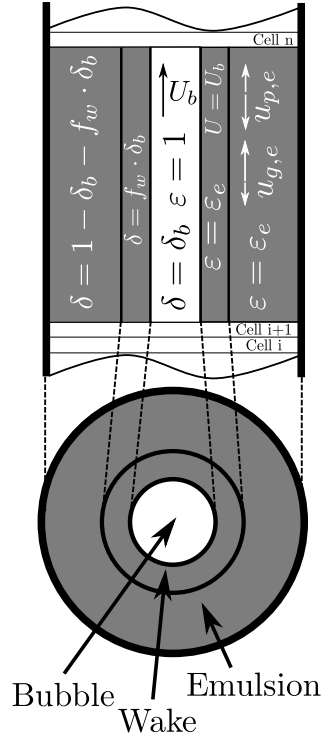


Figure 3.36: Schematic view of the bubble-emulsion model formalism.

- the gas phase compressibility,
- the vertical upward movement of particles,

The basic principle of this approach is to consider each elementary volume as a set of three phases (Figure 3.36):

- An emulsion phase (constituted of gas and particles).
- A bubble phase (only made of gas).
- A wake phase (made of gas and particles), having the same void fraction than the emulsion phase and the same velocity than bubbles.

At the inlet of the tube, the assumption of a slip velocity between gas and particles equal to the minimum fluidisation velocity is selected and validated by the helium dilution results as it is shown Figure 3.16. The emulsion void fraction and the wake void fraction are always kept equal to the minimum fluidisation void fraction. The slip velocity between gas and particles in the emulsion is the slip velocity at minimum fluidisation conditions. The bubble wake velocity is equal to the bubble velocity.

The stationary equations of the model are reported in Table 3.6 (Equation (3.21)-(3.33)). The properties of bubbles (diameter, velocity), which are essential in the modelling of dense suspensions vertical upward flows, they are taken from literature. The equations are discretised and solved by the Newton's algorithm. The inlet pressure is determined by successive iterations until the outlet pressure is equal to the atmospheric pressure more or less 1 Pa.

Because the bubble velocity is a main parameter of the present model, we will first try to experimentally validate the bubble velocity predictions. To achieve this objective, the 10 Hz

Table 3.6: Bubble-Emulsion model equations.

Gas local mass balance: $\frac{dF_g}{dz} = Q_a \text{ where } Q_a \text{ represents a gas source term (+ air injections)} \quad (3.21)$
Gas mass flow rate: $F_g = \rho_g \cdot A_c \cdot (1 - \delta_b - f_w \cdot \delta_b) \cdot \varepsilon_e \cdot u_{g,e} + \rho_g \cdot A_c \cdot f_w \cdot \delta_b \cdot \varepsilon_e \cdot U_b + \rho_g \cdot A_c \cdot \delta_b \cdot U_b \quad (3.22)$
Void fraction: $\varepsilon_g = (1 - \delta_b - f_w \cdot \delta_b) \cdot \varepsilon_e + f_w \cdot \delta_b \cdot \varepsilon_e + \delta_b = (1 - \delta_b) \cdot \varepsilon_e + \delta_b \quad (3.23)$
Solid local mass balance: $\frac{dF_p}{dz} = 0 \quad (3.24)$
Solid mass flow rate: $F_p = \rho_p \cdot A_c \cdot (1 - \delta_b - f_w \cdot \delta_b) \cdot (1 - \varepsilon_e) \cdot u_{p,e} + \rho_p \cdot A_c \cdot f_w \cdot \delta_b \cdot (1 - \varepsilon_e) \cdot U_b \quad (3.25)$
Solid void fraction: $\varepsilon_p = (1 - \varepsilon_e) \cdot f_w \cdot \delta_b + (1 - \varepsilon_e) \cdot (1 - \delta_b - f_w \cdot \delta_b) \quad (3.26)$
Continuity: $\varepsilon_g + \varepsilon_p = 1 \quad (3.27)$
Gas pressure: $\frac{dP}{dz} = -(1 - \varepsilon_g) \cdot \rho_p \cdot g \text{ simplification of momentum conservation equations} \quad (3.28)$
Bubbles velocity: $U_b = U_g - U_{mf} + U_p + 0.711 \cdot \sqrt{g \cdot d_b} \text{ if } d_b < 0,125 \cdot D_c \quad (3.29)$
$U_b = U_g - U_{mf} + U_p + 1.2 \cdot \exp\left(-1.49 \cdot \frac{d_b}{D_c}\right) \cdot 0.711 \cdot \sqrt{g \cdot d_b} \text{ if } 0,125 \cdot D_c \leq d_b \quad (3.30)$
$U_b = U_g - U_{mf} + U_p + 0.35 \cdot \sqrt{g \cdot D_c} \text{ if } d_b \geq 0,6 \cdot D_c \quad (3.31)$
Diameter of bubbles (Mori and Wen [133]): $d_b = d_{bm} - (d_{bm} - d_{b0}) \cdot \exp\left(-0.3 \frac{z}{D_c}\right) \text{ with } d_{bm} = 0.64 \cdot [A_c \cdot (U_g - U_{mf})]^{0.4} \quad (3.32)$
Wake fraction: $f_w = \frac{V_w}{V_b} = 0.2 \quad (3.33)$

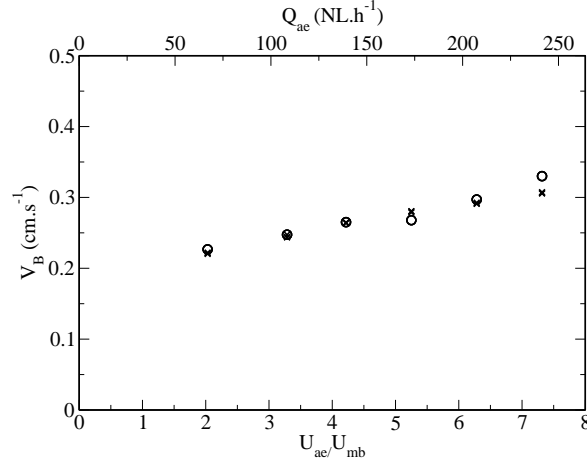


Figure 3.37: Bubble velocity as a function of aeration flow rate with $F_{p,tube} = 52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$: (o) experimental values of bubble velocities determined with the pressure signatures of bubbles, (x) theoretical bubble velocities (Equation (3.31)).

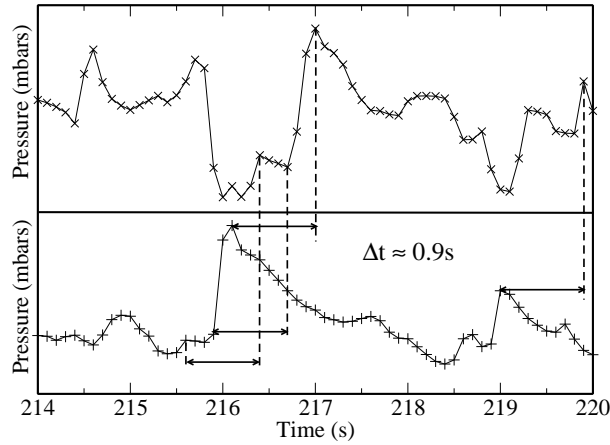


Figure 3.38: Pressure signature of a bubble or stream of bubbles on two successive differential pressure sensors on the tubes with $F_{p,tube} = 52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ and $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ (Acquisition frequency 10 Hz).

acquisition pressure signals of two successive differential pressure sensors along the pipes are used. The delay between two signatures of the same bubble recorded by two successive pressure sensors are measured. This delay Δt allows to determine the bubble velocity knowing that the distance between two pressure sensors is 25 cm. The Figure 3.38 gives an example of the pressure signatures of a bubble on ΔP_2 and ΔP_3 (Figure 3.10), with $F_{p,tube} = 52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ and $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$. An equivalent method were used by Kehoe and Davidson [93] to determine plug properties in a deep column.

First, we have to notice that under the same operating conditions, the bubble velocities determined at three different heights on the tubes are the same (between ΔP_1 and ΔP_2 , ΔP_2 and ΔP_3 , ΔP_3 and ΔP_4). Indeed, as we have seen in Chapter 2, bubbles quickly become plugs in the tubes (see Figure 2.14). Therefore, we only compared the maximum velocity of plugs (which is its velocity in almost all the tube length) with the measured plug velocities as a function of the aeration flow rate (Figure 3.37). There is a excellent agreement between the experimental measurements and the prediction of the plug velocities (Equation (3.31)).

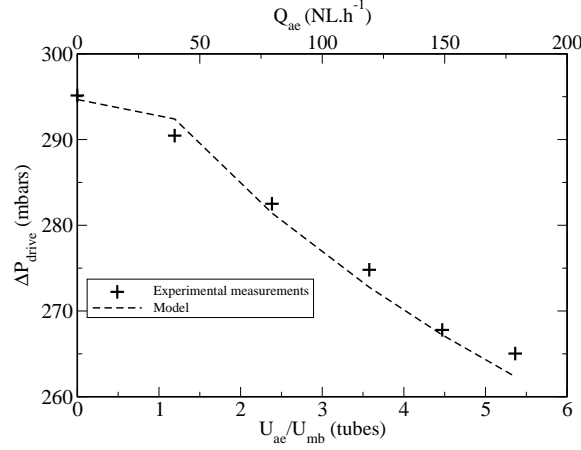


Figure 3.39: Comparison between 1D Bubble-Emulsion model and experimental measurements of the aeration effect on driving pressure with $F_{p,tube} = 52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$.

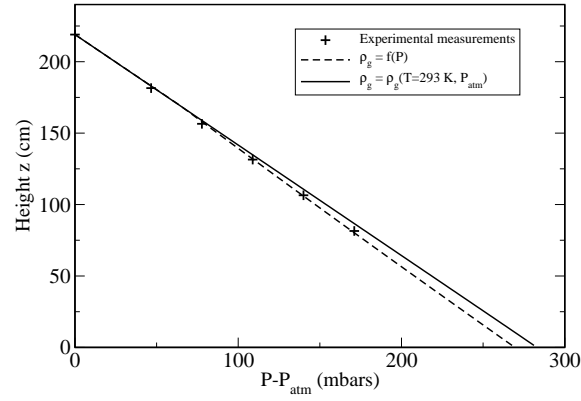


Figure 3.40: Effect of gas compressibility on model predictions and comparison with axial pressure profile determined experimentally with $F_{p,tube} = 52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ and $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$.

3.6.2 Predictions of the model and comparison with experimental results

The results of the resolution of the equations of the 1D Bubble-Emulsion model are presented below for the case $F_{p,tube} = 52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$.

The Figure 3.39 compares the predictions of the model with the experimental data of the driving pressure of the solid flow as a function of the aeration flow rate. The model seems to properly predict the driving pressure needed to transport the suspension in a tube of 2.16 m.

In order to study the effect of gas compressibility on the model predictions, Figure 3.40 compares the pressure profiles given, with and without considering gas compressibility, with the experimental pressure profile along the pipe for the reference test case. It shows that the gas compressibility has to be considered to obtain better predictions.

Based on this model, the fraction of the solid flow rate transported by the wake of bubbles can be determined. The Figure 3.41 plots the ratio of solid transported by the wake of bubbles on the total solid flow rate as a function of the aeration flow rate, for $f_w = 0.2$. f_w represents the ratio of the wake volume on the bubble volume. The value of 0.2 is chosen because it corresponds to the value determined by Rowe and Partridge [161] with irregular natural sand of $60 \mu\text{m}$.

Figure 3.41 also plots the maximum change in mass of the emitter be as a function of the aeration velocity (solid flow stability in the tubes). When the ratio of the solid flow rate transported

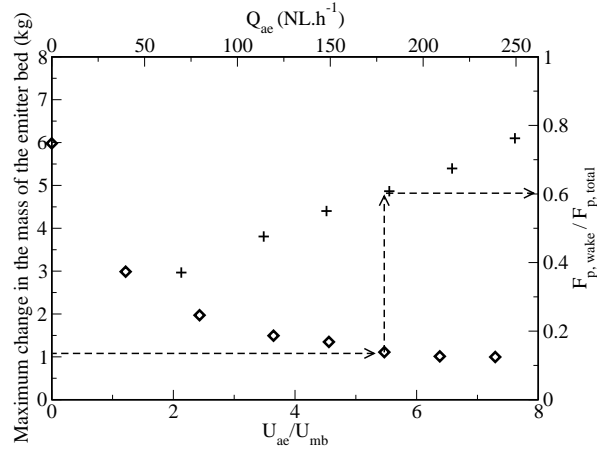


Figure 3.41: Fraction of solid transported by the wake of bubbles with $F_{p,tube} = 52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$: (◊) maximum change in the mass of “emitter” bed, (+) fraction of the solid flow rate per tube transported by the bubble wake.

by bubbles on the total solid flow rate per tube exceeds 0.6, the solid flow stability into the tubes becomes convenient. If we consider that this fraction is the minimum value for solid flow stability in any tube diameter, this value may be kept as a criteria to determine the minimum aeration flow rate for solid flow stability in tubes of different diameters.

Conclusion

L'utilisation de particules solides fluidisées par un gaz comme fluide de transfert et de stockage des centrales solaires à haute concentration est une véritable percée technologique. La suspension dense de particules (≈ 40 % volumique de solide) s'écoule à l'intérieur des tubes d'échangeur verticaux à l'état fluidisé. Le principal défi technologique est la maîtrise du débit de solide à l'intérieur des tubes d'échangeur (précision, contrôle, stabilité, continuité, adaptabilité, uniformité et régime).

La conception et la construction d'une maquette froide transparente de récepteur solaire a permis de déterminer les conditions nécessaires au bon fonctionnement de l'échangeur. Cette maquette a deux passes, l'une en écoulement ascendant, l'autre en écoulement descendant, chacune composée par deux tubes verticaux de 34 mm de diamètre intérieur, dont l'extrémité inférieure est plongée à l'intérieur d'un lit fluidisé légèrement pressurisé. Le débit total de solide est imposé par une vis sans fin à vitesse de rotation variable, positionnée à la base d'une trémie dont la capacité est d'environ 250 kg de solide.

Le dispositif construit a également été équipé :

- de capteurs de pression afin de connaître l'état de la suspension dans les tubes d'échange,
- d'un système de traçage à l'hélium dans le but de déterminer le débit de gaz par tube, ainsi que le régime d'écoulement du gaz dans les tubes de transport.

La détermination du débit de solide par tube a été réalisée par mesure de la masse de solide en sortie des tubes de transport.

Trois paramètres opératoires permettent d'agir sur le comportement du système : le débit de solide d'alimentation, le débit de fluidisation de la nourrice et le débit d'aération des tubes. Le débit d'air de fluidisation de la nourrice a été testé dans la gamme $1,75 - 4,25 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ soit une vitesse de fluidisation comprise entre 0,6 et $1,4 \cdot U_{mb}$. Le débit d'aération a été testé dans la gamme $0 - 240 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ soit une vitesse d'aération dans les tubes comprise entre 0 et $7,5 \cdot U_{mb}$. Le débit total de solide a été testé dans la gamme $20 - 130 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ ($6,1$ à $39,8 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$). Pour une aération de $150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, le taux de chargement $F_{p,tube}/F_{g,tube}$ du transport des particules en suspension dense est compris entre 80 et 350 pour un débit de solide compris entre 20 et $130 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$.

Ce travail expérimental a permis de tirer les conclusions suivantes :

- La vitesse de fluidisation de la nourrice doit être au moins égale à la vitesse minimale de bullage. La vitesse optimale est estimée à 1,2 fois la vitesse minimale de bullage. Cette vitesse est nécessaire à la fluidisation homogène de l'ensemble de la nourrice, condition nécessaire à la stabilité et à la continuité du débit de solide à l'intérieur des tubes, ainsi qu'à la répartition homogène du débit total de solide entre les tubes.
- Le débit d'aération joue un rôle majeur. Il permet d'agir sur l'état de la suspension dans les tubes sans modification du débit de solide, qui lui est imposé par la vitesse de rotation de la vis sans fin. L'augmentation du débit d'aération s'accompagne de celle de la porosité de la suspension dans les tubes d'échange.
- Le débit d'aération agit sur la stabilité du débit de solide à l'intérieur des tubes. Au-delà d'un débit d'aération de $150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ ($\approx 4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$), aucune amélioration de la stabilité du débit de solide n'est observée.

- Les débits d'aération imposés aux tubes doivent être rigoureusement identiques afin d'assurer l'égale répartition du débit total de solide entre les tubes d'échangeur.
- Le traçage à l'hélium de la phase gaz a montré que le débit d'air provenant du lit et traversant les tubes augmente avec le débit de solide, de façon à conserver une vitesse de glissement entre le gaz et les particules, égale ou proche de la vitesse minimale de fluidisation à l'entrée des tubes d'échangeur.
- Le traçage de la phase gaz à l'hélium a également démontré que le régime des bulles ou pistons traversant la colonne est proche du régime fermé, car le temps de détection de l'hélium est proche du temps d'ascension d'une bulle. De plus, dès que la vitesse d'aération du tube dépasse $5 U_{mb}$, une grande partie du gaz traverse la colonne sous forme de bulles ou de pistons, car la dispersion axiale du signal d'entrée d'hélium est faible.

La construction et l'utilisation de cette maquette a démontré la possibilité d'établir un écoulement ascendant continu et stable d'une suspension gaz-particules à l'état dense ($\approx 40\%$ volumique de solide), à l'intérieur de deux tubes en parallèle. La possibilité de travailler sur deux tubes permet de généraliser ce concept à un faisceau plus important. Les conditions nécessaires à une répartition homogène des débits de solide ont été déterminées.

La modélisation du transport ascendant de la suspension en phase dense permet de prédire précisément l'évolution de la pression motrice de l'écoulement en fonction du débit d'aération. Les résultats de la simulation permettent également d'estimer la proportion du débit de solide transportée dans le sillage des bulles. Enfin, ce modèle a montré la nécessité de considérer le gaz comme une phase compressible afin de correctement prédire le profil axial de pression dans le tube.

Fort de cette expérience, et de l'assurance du fonctionnement de ce nouveau concept, une maquette chaude constituée d'un tube chauffée par 3 fours électriques a été construite. L'opération de cette maquette a pour objectif de déterminer la capacité de ces suspensions à récupérer l'énergie absorbée par les tubes d'échangeur, en fonction des conditions opératoires. Cette étude est présentée au Chapitre 5. Préalablement, l'étude bibliographique des mécanismes de transfert des suspensions fluidisées est présentée (Chapitre 4).

Nomenclature

Symboles grecs :

α_f : angle of fall	[°]	γ : carr flowability index	
α_r : angle of repose	[°]	λ : thermal conductivity	[$\frac{W}{m \cdot K}$]
δ : volume fraction		ρ : density	[$kg \cdot m^{-3}$]
ε_k : volume fraction of k-phase		ΔP : gas pressure drop	[Pa]

Symboles romans :

$c_{p,m}$: solid specific heat capacity	[$\frac{J}{kg \cdot K}$]	L_c : tube length	[m]
d_X : sieve diameter recovering X % of the sample mass	[μm]	P : gas pressure	[Pa]
d_{32} : surface-averaged diameter	[μm]	T_{melt} : melting point of solid	[K]
d_{43} : volume-averaged diameter	[μm]	T_{max} : solid sintering temperature	[K]
d : diameter	[m]	S_p : surface area	[$m^2 \cdot kg^{-1}$]
d_{bm} : maximum bubble diameter	[m]	Q : gas flow rate	[$NL \cdot h^{-1}$]
f_w : $\frac{\delta_w}{\delta_b}$		Q_{ae} : aeration mass flow rate of the tube	[$NL \cdot h^{-1}$]
h : height	[m]	Q_f : fluidisation mass flowrate	[$Nm^3 \cdot h^{-1}$]
g : gravitational constant	[$m \cdot s^{-2}$]	P_{fb} : freeboard pressure of the emitter bed	[mbars]
u : interstitial velocity	[$m \cdot s^{-1}$]	P_{bed} : hydrostatic pressure of the bed	[mbars]
t_b : minimum possible detection time	[s]	Q_{bt} : air mass flow rate per tube coming from the bed	[$NL \cdot h^{-1}$]
t_d : detection time	[s]	Q_{He} : helium flow rate injected at the aeration tap	[$NL \cdot h^{-1}$]
$\overline{t_E}$: dispersion coefficient		P_{drive} : driving pressure of the solid flow into the tubes	[mbars]
t_s : mean residence time	[s]	U : superficial velocity	[$m \cdot s^{-1}$]
t_X : detection time of X % of the helium fraction on stage	[s]	U_b : bubble velocity	[$m \cdot s^{-1}$]
y : helium volume fraction			
A_c : cross section area	[m^2]		
F_g : gas mass flow rate	[$kg \cdot s^{-1}$]		
F_p : solid mass flowrate	[$kg \cdot h^{-1}$]		

Indices :

ae : aeration	$hydro$: hydrostatic
atm : atmospheric	in : inlet
b : bubble	mb : minimum bubbling
bed : bed	mf : minimum fluidising
bt : bed to tube	out : outlet
$drive$: driving	p : solid phase
e : emulsion	sl : slip
f : fluidisation	w : wake
fb : freeboard	tot : total
$fill$: remplissage	He : helium
g : gas phase	

Figures

(a) Photograph of the cold mock-up.	74
(b) 3D sketch of the cold mock-up.	74
3.1 Sketch of the cold mock-up.	75
3.2 Two representations of the cold lab-scale mock-up.	75
3.3 Detailed dimensions of the cold mock-up.	76
(a) Photograph of the hopper and its electric engine.	76
(b) Photograph of the screwfeeder.	76
3.4 Photograph of the solid feeding system.	76
3.5 Detailed dimensions of the cold mock-up : position are a graduation on the mechanical speed controller.	77
3.6 Photograph of the pressure regulation pneumatic valve.	77
(a) Photograph of the air distributor (sintered metal plate).	77
(b) Presssure drop across the sintered metal plates at ambient temperature.	77
3.7 Photograph of the fluidisation and aeration mass flowmeters.	78
3.8 Characterisation of the air distributor of the four fluidised beds.	78
3.9 Photograph of a pressure sensor.	79
3.10 Scheme giving the tap positions of the pressure sensors.	80
3.11 Assembly diagram of the helium tracing device.	81
3.12 Tube's input and output response signals for the reference test case conditions : $Q_f = 3.5 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ and $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$	82
3.13 Response of the system to a solid feeding flow rate perturbation : when $t < 0 \text{ s}$ $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$, when $t > 0 \text{ s}$ $F_p = 130 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$	85
3.14 Response of the system to an aeration flow rate perturbation when $t < 0 \text{ s}$ $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, when $t > 0 \text{ s}$ $Q_{ae} = 180 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$	86
3.15 Effect of solid flow rate per tube on the helium volume fraction measured at the outlet of the tubes : $Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $P_{fb} = P_{atm} + 248 \text{ mbars}$ and $0 < F_{p,tube} < 130 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (u_p determined according to the void fraction of Figure 3.28).	87
3.16 Q_{bt} as a function of $F_{p,tube}$	88
3.17 Effect of solid flow rate per tube on the local suspension void fraction.	88
3.18 Effect of solid feeding flow rate on the driving pressure of the solid flow into the tubes : $Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $P_{fb} = P_{atm} + 248 \text{ mbars}$ and $0 < F_{p,tube} < 130 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ (u_p determined from the void fraction of Figure 3.28).	89
3.19 Helium measurements for Residence Time Distribution determination.	90
3.20 Effect of solid mass flux on t_s	91
3.21 Effect of solid mass flux on the dispersion coefficient $\overline{t_E}$: upward step input signal (\times), downward step input signal (\circ) ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ and $P_{fb} = P_{atm} + 248 \text{ mbars}$).	92
3.22 Effect of solid mass flux on the pure delay time t_d : (\times) theoretical filling period $t_{s,fill}$, (Δ) detection time t_d , (—) theoretical time for an axial plug to reach the upper limit of the tube from aeration tap t_b , using the axial plug flow velocity defined by equations (2.24) and (2.25) ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ and $P_{fb} = P_{atm} + 248 \text{ mbars}$).	92
3.23 Solid flow in the right side tube as a function of the fluidisation flow rate : $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $P_{fb} = P_{atm} + 248 \text{ mbars}$ and $1.75 < Q_f < 4.25 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$	93
3.24 Scope of the bed pressure as a function of the fluidisation flow rate : $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $P_{fb} = P_{atm} + 248 \text{ mbars}$ and $1.75 < Q_f < 4.25 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$	94

3.25	Solid hold up profile of the emitter bed as a function of time for 4 different aeration flow rates : 0 NL · h ⁻¹ , 40 NL · h ⁻¹ , 80 NL · h ⁻¹ and 180 NL · h ⁻¹ ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$).	95
3.26	Effect of aeration flow rate on the hydrostatic pressure scope of the emitter bed for 4 different solid flow rates per tube ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$) : 39 kg · h ⁻¹ (○), 52 kg · h ⁻¹ (□), 65 kg · h ⁻¹ (×), 80 kg · h ⁻¹ (◇) solid flow rate in one tube only.	95
3.27	Effect of aeration flow rate on the driving pressure of the solid flow for 3 different solid feeding flow rates per tube : 52 kg · h ⁻¹ (○), 65 kg · h ⁻¹ (□), 80 kg · h ⁻¹ (+) ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$).	96
3.28	Effect of aeration flow rate on the overall tube void fraction for 3 different solid flow rates per tube : 52 kg · h ⁻¹ (×), 65 kg · h ⁻¹ (◇), 80 kg · h ⁻¹ (*) ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$).	97
3.29	Effect of aeration flow rate on the local void fraction at the different heights above the bottom of the tube : 100 cm (○), 125 cm (*), 150 cm (+) and 175 cm (□) with $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ and $Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$	97
3.30	Effect of aeration flow rate on the helium step signal answer : $Q_{ae} = 80 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ (—), $Q_{ae} = 120 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ (---), $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ (-----), $Q_{ae} = 180 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ (·····), $Q_{ae} = 210 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ (-----), $Q_{ae} = 240 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ (·····) ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$).	98
3.31	Effect of aeration flow rate on the dispersion coefficient \bar{t}_E : (+) upward step input signal response, (○) downward step input signal response ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$).	98
3.32	Effect of aeration flow rate on the mean residence time t_s : (○) experimental t_s (upward step input signal), (+) experimental t_s (downward step input signal), (· · · ·) geometrical mean residence time $t_{s,geo}$, (◇) filling time $t_{s,fill}$, (—) linear fitting of upward step input signal response, (---) linear fitting of downward step input signal response ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$).	99
3.33	Effect of aeration flow rate on the detection time t_d : (○) experimental t_d determined with upward step signal response, (◇) filling period $t_{s,fill}$, (—) theoretical ascension time of an axial plug t_b ($Q_f = 3.5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $F_p = 104 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$).	99
3.34	Solid flow rate by tube as a function of aeration flow rate difference between the tubes : (○) experimentally measured solid flow rate in the tube on the right, (*) experimentally measured solid flow rate in the tube on the left, (△) experimentally measured driving pressure, (—) solid flow rate per tube predictions with electrical analogy model, (---) driving pressure prediction with electrical analogy model.	101
3.35	Electrical analogy of our mockup.	103
3.36	Schematic view of the bubble-emulsion model formalism.	105
3.37	Bubble velocity as a function of aeration flow rate with $F_{p,tube} = 52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$: (○) experimental values of bubble velocities determined with the pressure signatures of bubbles, (×) theoretical bubble velocities (Equation (3.31)).	107
3.38	Pressure signature of a bubble or stream of bubbles on two successive differential pressure sensors on the tubes with $F_{p,tube} = 52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ and $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ (Acquisition frequency 10 Hz).	107
3.39	Comparison between 1D Bubble-Emulsion model and experimental measurements of the aeration effect on driving pressure with $F_{p,tube} = 52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$	108
3.40	Effect of gas compressibility on model predictions and comparison with axial pressure profile determined experimentally with $F_{p,tube} = 52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ and $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$	108
3.41	Fraction of solid transported by the wake of bubbles with $F_{p,tube} = 52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$: (◇) maximum change in the mass of “emitter” bed, (+) fraction of the solid flow rate per tube transported by the bubble wake.	109

Deuxième partie

Étude des performances thermiques d'un échangeur à suspensions denses de particules fluidisées

Chapitre 4

Étude bibliographique des phénomènes de transfert thermique «paroi-lit fluidisé»

Sommaire

Introduction	119
4.1 Transfert thermique dans les lits fluidisés	119
4.1.1 Inventaire des différents transferts thermiques	119
4.1.2 Définition générale	120
4.2 Transfert thermique au sein d'un lit de particules	120
4.2.1 Transfert de chaleur convectif en lit fluidisé	120
4.2.1.1 Transfert thermique global gaz-particules h_{lit}	120
4.2.1.2 Transfert thermique lit-particule h_p	122
4.2.1.3 Synthèse du transfert gaz-particules au sein d'un lit fluidisé	125
4.3 Transfert thermique paroi-suspension : Mécanismes	125
4.3.1 Transfert thermique suspension-paroi : principaux résultats	126
4.3.1.1 Effet d' U_g sur le transfert thermique paroi-suspension	127
4.3.1.2 Effet de d_p sur le transfert thermique paroi-suspension	128
4.3.1.3 Effet de T sur le transfert thermique paroi-suspension	130
4.3.2 Transfert thermique suspension-paroi : contribution convective du gaz h_{gc}	131
4.3.3 Transfert thermique suspension-paroi : contribution convective des particules h_{pc}	132
4.3.3.1 Théorie du film	132
4.3.3.2 Théorie de la particule isolée	134
4.3.3.3 Théorie de l'agrégat ou du renouvellement	136
4.3.4 Contribution du rayonnement au transfert suspension-paroi	139
4.4 Transfert thermique paroi-suspension : Modèles	141
4.4.1 Modèle de Kunii et Levenspiel [98]	141
4.4.2 Modèle de Schlunder [164]	142
4.4.3 Modèle de Flamant [69]	142
4.4.4 Modèle de Molerus [127, 128, 129]	142
4.4.5 Estimation du temps de contact des agrégats à la paroi	144
4.4.6 Comparaison des modèles pour un cas de référence	145
4.4.6.1 Transfert suspension-paroi : convection particulaire h_{pc}	145
4.4.6.2 Transfert thermique paroi-suspension : coefficient de transfert global	146
Conclusion	147
Nomenclature	149
Table des figures	150

Introduction

Comme il a été précisé dans la Chapitre 2, l'étude de l'écoulement ascendant de suspensions denses à l'intérieur de tubes d'échangeur, n'a pas fait l'objet d'étude systématique dans la bibliographie. Cependant, les résultats du Chapitre 3 montrent la quasi similitude de ces écoulements avec celui des lits fluidisés classiques. Ainsi, l'étude du transfert thermique entre une suspension dense en écoulement ascendant et une paroi s'appuie essentiellement sur les travaux bibliographiques du transfert thermique en lits fluidisés classiques.

Ce chapitre examine successivement le transfert de chaleur au sein de la suspension fluidisée, et le transfert de chaleur entre la couche de particules considérée dans son ensemble et les parois. Cette étude bibliographique permet d'évaluer l'effet des propriétés thermophysiques du gaz et du solide (capacité calorifique, conductivité thermique), du diamètre des particules, et des conditions opératoires (vitesse de fluidisation, température) sur les modes de transfert.

Les différents modèles proposés sont aussi appliqués à nos conditions opératoires (particules solides : carbure de silicium de $64\ \mu\text{m}$ de diamètre et de $3210\ \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$, agent de fluidisation : air), afin de les discriminer.

4.1 Transfert thermique dans les lits fluidisés

Une charge de particules solides mises en fluidisation par un gaz présente des caractéristiques thermiques extrêmement favorables, qui peuvent conditionner de nombreuses applications pratiques. Nous pouvons en particulier citer :

- la quasi isothermicité de la couche,
- la possibilité d'apporter ou d'évacuer facilement des calories à travers les parois ou des surfaces immergées dans la couche.

La première de ces propriétés traduit l'intensité exceptionnelle du transfert de chaleur entre le gaz et les particules solides.

La deuxième propriétés exprime que les flux de chaleur entre une couche et des surfaces mises à son contact sont très élevés.

4.1.1 Inventaire des différents transferts thermiques

Un lit fluidisé de particules, chauffé par la paroi, est le siège de deux types de transferts :

- le transfert thermique entre la paroi et la suspension fluidisée,
- le transfert thermique gaz-particules au sein de la suspension.

Les surfaces de transfert considérées sont :

- la surface intérieure du tube pour le transfert thermique suspension-paroi,
- la surface de contact gaz-particules pour le transfert thermique au sein de la suspension, exprimée en $[\text{m}^2 \cdot \text{m}^{-3}]$. Elle est donnée par l'équation (4.8).

4.1.2 Définition générale

De manière générale, le coefficient de transfert de chaleur h entre une surface et le milieu qui l'entoure est défini par :

$$q = h \cdot \Delta T \quad (4.1)$$

où q est le flux de chaleur par unité de surface, ΔT est le potentiel d'échange (différence de température entre le gaz et les particules, ou entre le lit et la surface d'échange). $1/h$ est donc une mesure de la résistance au transfert de chaleur.

La détermination du coefficient d'échange passe par la détermination la plus précise possible du flux de chaleur échangé q , et de la différence de température de part et d'autre de la zone d'échange ΔT . La complexité des modes de transfert nécessite l'utilisation d'hypothèses simplificatrices.

4.2 Transfert thermique au sein d'un lit de particules

Avant d'aborder le transfert de chaleur en lit fluidisé, nous présentons quelques corrélations bibliographiques permettant d'estimer le coefficient de transfert par convection entre un gaz et une particule sphérique isolée d'une part, et à travers un lit fixe de particules d'autre part.

Le coefficient de transfert de chaleur h_p à la surface d'une particule isolée de diamètre d_p , immergée dans un courant de gaz de vitesse U_g , peut être estimé à partir de la relation (4.2) proposée par Ranz [154].

$$Nu_p = \frac{h_p \cdot d_p}{\lambda_g} = 2 + 0,6 \cdot Re_p^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \quad (4.2)$$

$$\text{où } Re_p = \frac{d_p \cdot U_g \cdot \rho_g}{\mu_g} \text{ et } Pr = \frac{c_{p,g} \cdot \mu_g}{\lambda_g}.$$

Cette corrélation montre que Nu_p atteint une valeur limite théorique de 2 dans un milieu stagnant ($Re_p = 0$).

Selon Kunii et Levenspiel [98], à partir des données expérimentales de Ranz [154], le transfert de chaleur entre un gaz et une particule appartenant à un lit fixe de grosses particules de même diamètre peut être estimé par l'équation (4.3).

$$Nu_p = 2 + 1,8 \cdot Re_p^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \quad (4.3)$$

L'amélioration du transfert thermique par rapport au transfert autour d'une particule isolée peut être attribuée à l'augmentation de la vitesse locale, et à l'amélioration du mélange du gaz par l'empilement des particules.

4.2.1 Transfert de chaleur convectif en lit fluidisé

4.2.1.1 Transfert thermique global gaz-particules h_{lit}

Le coefficient de transfert thermique global gaz-particules d'un lit fluidisé peut être déterminé soit en régime permanent, soit en régime transitoire (Murachman [138]). Les méthodes en régime

transitoire se basent sur le refroidissement des particules chaudes, par le gaz admis froid dans le lit (ou vice-versa). Ces méthodes permettent d'estimer le coefficient de transfert global gaz-particules h_{lit} , pour lequel la surface de transfert est considérée égale à la surface totale des particules contenues dans la couche fluidisée. La température du gaz à la sortie est enregistrée, et un bilan sur le lit permet de calculer le coefficient de transfert de chaleur global. La plus importante source d'erreur vient de l'hypothèse utilisée pour représenter l'écoulement du gaz à travers la couche : écoulement piston ou mélange parfait.

La Figure 4.1 extraite du livre de Kunii et Levenspiel [101] représente les résultats de 22 chercheurs sur le transfert de chaleur dans les lits fluidisés gazeux, ainsi que l'équation de Ranz [154] (sphère isolée), celle d'un lit fixe, et celle de Kothari [97]. À partir de l'analyse des résultats expérimentaux de la littérature, Kothari a proposé une l'équation empirique (4.4), pour les nombres de Reynolds particulaire compris entre 0,1 et 100 (particules de classe A et B) :

$$Nu_{lit} = \frac{h_{lit} \cdot d_p}{\lambda_g} = 0,03 \cdot Re_p^{1,3} \quad (4.4)$$

Sur cette Figure, sont également présentés à titre indicatif les résultats expérimentaux de Turton et Levenspiel [186], du transfert thermique entre un lit fluidisé et une particule immergée h_p .

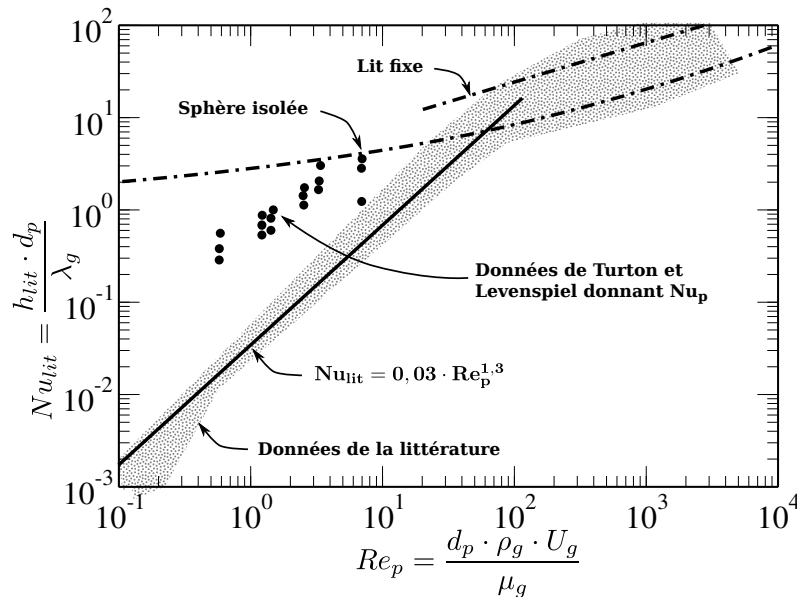


FIGURE 4.1 – Transfert thermique gaz-particules en lit fluidisé en fonction du nombre de Reynolds particulaire : la zone ombragée délimite les résultats de 22 études de transfert thermique gaz-particules, résumées par Kunii et Levenspiel [101] et par Gelperin et Einstein [78].

La Figure 4.1 montre que pour de grosses particules ($Re_p > 100$), le comportement thermique de la couche est intermédiaire entre le cas d'une particule isolée et d'un lit fixe. En revanche, pour des valeurs de $Re_p < 100$, le nombre de Nusselt Nu_{lit} chute rapidement et présente des valeurs inférieures à 2, valeur minimale théorique des équations (4.2) et (4.3). Ce résultat s'explique par la différence entre la surface de transfert considérée par les auteurs pour le calcul, égale à la surface totale des particules du lit, et la surface effective du transfert, plus réduite. En effet, les travaux de différents auteurs de la bibliographie ont montré que pour les fines particules (classe A et B), l'équilibre thermique entre le gaz et les particules s'établit dans des zones de très faibles extensions au voisinage du distributeur et des parois [78, 138]. A titre d'exemple, la corrélation semi-empirique proposée par Gelperin et Einstein (Équation (4.5)) montre que

l'épaisseur de la zone active, pour les conditions opératoires similaires à notre étude ($d_p = 64 \mu\text{m}$, $\rho_p = 3210 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $\varepsilon_{mf} = 0,57$, $U_g = 6 \cdot U_{mf}$, $Re_p = 0,14$), ne dépasse jamais le diamètre des particules.

$$\frac{H_a}{d_p} = 0,18 \cdot \frac{Re_p}{1 - \varepsilon} \quad (4.5)$$

Par ailleurs, Botterill [27] a proposé l'équation (4.6) pour calculer l'épaisseur de la zone active du transfert :

$$H_a = 5,5 \cdot \frac{\mu_g^{1,3} \cdot d_p^{0,7} \cdot c_{p,g}}{\rho_g^{0,3} U_g^{0,3} \cdot \lambda_g \cdot (1 - \varepsilon)} \cdot \ln(n) \quad (4.6)$$

où n est fonction de la température du solide T_s , et des températures d'entrée et de sortie du gaz T_{ge} et T_{gs} .

$$n = \frac{T_{ge} - T_s}{T_{gs} - T_s} \quad (4.7)$$

La faible épaisseur de la zone active (transfert) est attribuable à :

- L'importante surface de contact entre le gaz et les particules par unité de volume du lit. La surface spécifique de la couche est donnée par l'équation (4.8), où S_p est la surface spécifique des particules S_p , et ε est la porosité de la suspension.

$$a_e = (1 - \varepsilon) \cdot S_p \quad , \quad \text{avec} \quad S_p = \frac{6}{d_p} \quad (4.8)$$

Pour nos conditions opératoires, a_e varie de $23\,500 \text{ m}^2 \cdot \text{m}^{-3}$ à $40\,300 \text{ m}^2 \cdot \text{m}^{-3}$.

- L'importante capacité calorifique volumique des particules solides $(\rho \cdot c_p)_{solide}$. Elle est 1 000 à 5 000 fois plus grande que celle du gaz. En lit fluidisé dense, les fractions volumiques de gaz et de solide sont sensiblement du même ordre de grandeur. Aussi, les particules solides jouent le rôle de sources ou de puits de chaleur de capacité pratiquement infinie par rapport au gaz environnant, et déterminent la température de la plus grande partie de la couche.
- Le renouvellement des particules, provoqué par le phénomène de bullage, permet de disperser rapidement les points chauds ou froids dans l'ensemble de la couche et d'assurer ainsi une uniformité de la température du milieu.
- Par ailleurs, selon Turton et Levenspiel [186], le coefficient de transfert entre une particule et un lit fluidisé h_p , pour des particules de classe A et B, est plus de 100 fois plus grand que le coefficient de transfert global gaz-particules, h_{lit} (Figure 4.1).

4.2.1.2 Transfert thermique lit-particule h_p

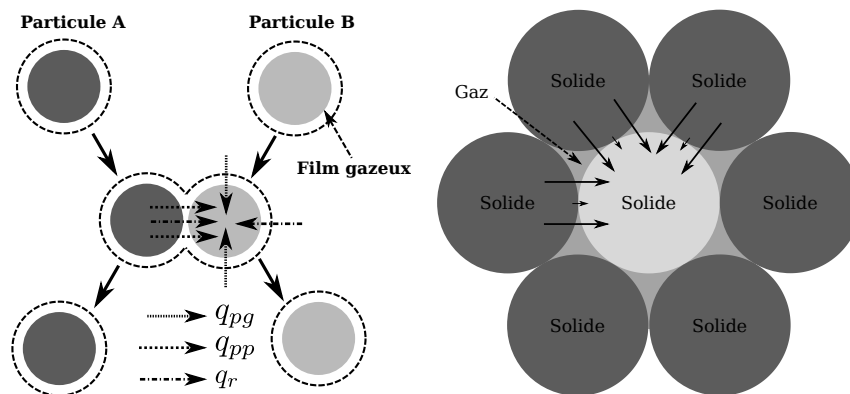
Afin de représenter ce transfert thermique, il faut imaginer une particule chaude injectée au milieu d'un lit fluidisé plus froid. L'efficacité du refroidissement de cette particule est alors donnée par h_p .

Les résultats expérimentaux de Turton et Levenspiel [186] présentés sur la Figure 4.1, ont été obtenus par l'injection d'un petit paquet de particules ferromagnétiques de $100\ \mu\text{m}$ à $95\ ^\circ\text{C}$ (ferrite TC-71) à l'intérieur d'un lit fluidisé plus froid ($T < 70\ ^\circ\text{C}$). Ces particules sont magnétiques en dessous de $70\ ^\circ\text{C}$ et perdent leurs propriétés magnétiques au-dessus de $100\ ^\circ\text{C}$. L'évolution de la température de ces particules est mesurée à partir de la diminution de leurs propriétés magnétiques. La valeur de h_p ainsi obtenue est beaucoup plus grande que celle du transfert global entre le gaz et le lit h_{lit} (Figure 4.1). Les résultats de ces auteurs devraient se positionner entre le cas d'une particule isolée et d'un lit fixe, mais ils se situent légèrement en dessous du transfert autour d'une particule isolée. Cet écart est expliqué par le temps de dispersion du paquet de particules magnétiques injecté, qui est du même ordre de grandeur que le temps de refroidissement des particules ($\sim 1\ \text{s}$). En effet, lors de l'expérimentation, les particules ne sont pas uniquement entourées de particules plus froides du lit initial. Le coefficient de transfert ainsi déterminé est donc inférieur à celui qui serait observé si la dispersion des particules magnétiques se faisait de manière instantanée.

Selon Kunii et Levenspiel [98], si l'on utilise le coefficient de transfert h_{lit} au lieu d'utiliser h_p , nous obtenons des résultats dénués de sens. Prenons par exemple le cas d'un procédé pour lequel de fines particules de cuivre ($d_p < 100\ \mu\text{m}$) sont injectées dans un lit fluidisé chaud. L'utilisation du coefficient de transfert h_{lit} conduit à la détermination d'un temps de chauffe de l'ordre d'une minute, alors que la chauffe ne dure en réalité que quelques secondes.

Le transfert thermique entre une particule et un lit fluidisé h_p est le résultat de trois contributions représentées sur la Figure 4.2(a) ($h_p = h_{pg} + h_{pp} + h_r$) :

- le transfert thermique par convection gaz-particule h_{pg} .
- le transfert thermique par contact particule-particule h_{pp} .
- le transfert thermique par rayonnement h_r .



(a) Représentation schématique des différents mécanismes de transfert entre une particule et une suspension fluidisée.
(b) Représentation schématique du transfert par conduction particule-gaz-particule.

FIGURE 4.2 – Représentation schématique du transfert entre une particule et une suspension fluidisée (\rightarrow représente le mouvement des particules).

Le rayonnement est une contribution négligeable au transfert lorsque la température du lit est inférieure à $600\ ^\circ\text{C}$, que ce soit entre deux particules ou entre le gaz et les particules. Ce résultat a été expérimentalement démontré par Baddour et Yoon [8] dans le cas d'un lit fixe de particules.

Pour les deux premiers mécanismes cités, h_{pg} et h_{pp} , la potentiel d'échange est la différence entre la température du gaz environnant et la température de la particule.

Le transfert d'énergie du gaz vers une particule est le résultat de deux mécanismes en série :

- i) l'échange par convection-conduction dans la couche limite à la surface des particules,
- ii) l'échange par conduction à l'intérieur des particules.

L'importance relative de ces deux modes de transfert est donnée par le nombre de Biot thermique (Équation (4.9)).

$$Bi_{th} = \frac{\text{Résistance interne}}{\text{Résistance externe}} = \frac{\frac{r_p}{\lambda_p}}{\frac{1}{h_p}} = \frac{h_p \cdot r_p}{\lambda_p} \quad (4.9)$$

où r_p est le rayon de la particules et λ_p la conductivité thermique du solide.

Pour de fines particules ($Bi_{th} \ll 1$), la résistance interne est négligeable et la température de la particule est considérée comme uniforme. Dans le cas de grosses particules ($Bi_{th} > 20$), la limitation du transfert par conduction dans le volume des particules est à l'origine d'un gradient de température au sein de la particule. Gelperin et coll. [79] estiment que pour des particules de diamètre inférieur à 1 mm, soit pour des nombres de Biot thermiques inférieurs à 0,1, la conduction de la chaleur n'est jamais l'étape limitante du transfert, et les particules sont à température uniforme.

Avec nos conditions opératoires, le nombre de Biot thermique est largement inférieur à 1. Il est donc possible d'affirmer qu'à chaque instant, chaque particule a une température homogène.

Le transfert thermique particule-particule h_{pp} est le résultat de trois contributions en parallèle :

- i) le transfert radiatif interparticulaire,
- ii) le transfert par conduction aux points de contact entre particules,
- iii) le transfert entre particules par conduction dans le gaz interstitiel présent dans l'agrégat de particules en contact (Figure 4.2(b)).

Le transfert radiatif entre particules est négligeable pour des températures inférieures à 600 °C. Des mesures expérimentales ont également montré que la conduction de la chaleur aux points de contact entre particules est négligeable (Botterill et coll. [30]). Le transfert interparticulaire se résume donc au transfert par conduction à travers le gaz emprisonné entre les particules en contact, assimilable à un pont thermique (Figure 4.2(b)).

L'importance relative du transfert par contact particule-particule, par rapport au transfert total h_p d'une particule immergée dans un lit, varie en fonction des conditions opératoires. Peu d'études traitent de ce sujet mais les résultats suivants peuvent être cités. Wen et Chang [197], Delvosalle et Vanderschuren [50], et Cobbinah et coll. [43] ont montré que la contribution par contact interparticulaire h_{pp} , diminue avec l'augmentation du diamètre des particules. Le diamètre des particules utilisées par ces auteurs varie entre 0,25 et 6 mm. Par extrapolation des résultats de ces auteurs, il est possible d'affirmer que pour des particules de diamètre supérieur

à 4 mm, le rapport h_{pp}/h_p est inférieur à 0,1. Lorsque le diamètre est inférieur à 1 mm, le transfert thermique par contact particule-particule est prédominant. Wen et Chang ont également mis en évidence l'augmentation de cette contribution lorsque la capacité calorifique du solide augmente. Selon Delvosalle et Vanderschuren [50], et Cobbinah et coll. [43], entre U_{mf} et $4 \cdot U_{mf}$, la contribution du transfert interparticulaire diminue avec la vitesse de fluidisation, tandis que les résultats présentés par Wen et Chang [197] ne confirment pas cette tendance.

Pour les conditions opératoires de notre étude, le transfert thermique par contact particule-particule est le mécanisme prédominant.

4.2.1.3 Synthèse du transfert gaz-particules au sein d'un lit fluidisé

Il est important de ne pas confondre le coefficient de transfert thermique gaz-particules sur l'ensemble de la couche fluidisée h_{lit} , avec le transfert thermique entre une particule et la suspension qui l'entoure h_p . En effet, dans le cas de fines particules, 1 à 2 ordre de grandeur séparent ces deux coefficients de transfert ($h_p \gg h_{lit}$).

Dans le cadre de notre étude, les particules sont chauffées par contact avec la paroi de l'échangeur, sous forme d'agrégats de particules. Ces agrégats de particules chauffés sont alors remplacés par d'autres agrégats, et retournent au sein de la suspension afin de transmettre l'énergie emmagasinée à la suspension. Le mécanisme de transfert s'apparente donc à l'échange entre une particule ou un paquet de particules chaudes, injectées dans un lit de particules plus froides (Turton et Levenspiel [186]), représenté par le coefficient de transfert thermique h_p . L'efficacité du transfert thermique entre un paquet de particules et une suspension fluidisée nous a conduit à émettre l'hypothèse que la température de la suspension est homogène sur la quasi totalité de la section du lit. La zone active du transfert thermique suspension-paroi est donc réduite à quelques diamètres de particules au contact de la paroi. La principale résistance au transfert thermique entre la suspension et la paroi se situe donc dans la couche limite thermique. Cette résistance est fortement dépendante de l'hydrodynamique des particules en proche paroi. L'étude de ces mécanismes sur le transfert thermique est l'objet de la prochaine section.

4.3 Transfert thermique paroi-suspension : Mécanismes

Étant donnée la complexité des phénomènes mis en jeu lors du transfert de chaleur entre une paroi et un lit fluidisé, les auteurs ont tenté de représenter les mécanismes de transfert thermique à partir d'hypothèses des modèles diphasiques, qui prennent en compte la structure de la couche fluidisée (modèle bulle-émulsion).

La présence de deux phases dans le lit fluidisé, bulles et émulsion, conduit généralement à considérer le coefficient de transfert thermique comme la somme de deux termes, l'un relatif à la phase émulsion et l'autre relatif à la phase bulle. Sur le plan formel, le coefficient global de transfert résulte de la somme de ces deux composantes (Équation (4.10)).

$$\left[\begin{array}{c} \text{coefficient de} \\ \text{transfert global} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c} \text{composante due à} \\ \text{la phase émulsion} \end{array} \right] + \left[\begin{array}{c} \text{composante due à} \\ \text{la phase bulle} \end{array} \right] \quad (4.10)$$

$$h = (1 - t_w) \cdot h_{ew} + t_w \cdot h_{bw}$$

où t_w est la fraction du temps où la surface est baignée par des bulles.

L'étude bibliographique de l'hydrodynamique (Chapitre 2) a montré que les phénomènes de coalescence des bulles ou pistons dans les lits fluidisés profonds de particules de classe A se traduit par leur ascension préférentielle dans la zone centrale du lit, autrement dit, il est possible de négliger leur présence dans la zone proche paroi. Ceci a été confirmé par nos observations visuelles sur la maquette transparente (Chapitre 3). Ainsi, la contribution des bulles au transfert thermique à la paroi est considérée comme négligeable. Elles agissent simplement sur le renouvellement de l'émulsion au contact de la paroi.

Il est à noter que les modèles théoriques présentés dans la littérature pour la description du mécanisme de transfert thermique suspension-paroi sont établis pour des conditions particulières qui limitent leur application. Par conséquent, la littérature offre de nombreuses corrélations empiriques devant être utilisées dans les conditions spécifiques retenues pour leur établissement.

4.3.1 Transfert thermique suspension-paroi : principaux résultats

Le transfert de chaleur entre le lit fluidisé et une paroi à son contact est très élevé. Granier [81] a montré que le coefficient d'échange entre une couche fluidisée de sable et les parois d'une colonne bidimensionnelle est de l'ordre de $300 \text{ à } 500 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$, soit 5 à 10 fois supérieur à celui d'un lit fixe, et 20 à 50 fois supérieur à celui observé dans la colonne vide de particules et traversée par un même débit de gaz.

L'intensité de ce transfert est expliquée par le renouvellement des particules à la paroi qui permet de maintenir un gradient de température élevé en proche paroi. Ce même renouvellement associé à la forte capacité calorifique volumique du solide $(\rho \cdot c_p)_{\text{solide}}$ permet en outre de transférer une quantité importante d'énergie de la paroi vers le centre de la couche.

Les phénomènes de transfert de chaleur entre une surface et une suspension fluidisée gaz-solide mettent en jeu des mécanismes complexes :

- La convection particulaire h_{pc} . Le transfert thermique par convection particulaire h_{pc} résulte du mouvement continu de particules depuis la zone de transfert vers le centre du lit. Les particules accumulent de l'énergie au contact de la paroi chaude, retournent dans la suspension, où elles transfèrent leur énergie aux particules voisines. Ce mode de transfert prédomine dans les lits de fines particules.
- La convection gazeuse h_{gc} . Le transfert thermique par convection gazeuse h_{gc} a lieu au sein de la suspension et par contact entre le gaz et la paroi chaude. Ce mode de transfert prédomine dans les lits de grosses particules ou lorsque la pression opératoire est importante.
- Le rayonnement entre la couche fluidisée et la paroi h_r . La composante radiative h_r correspond au rayonnement de la paroi chaude sur les particules à son contact. Il devient non négligeable dès que la température devient supérieure à $600 \text{ }^\circ\text{C}$.

Ces trois mécanismes s'effectuent en parallèle, et le coefficient de transfert global h_{ew} peut être considéré égal à la somme de ces trois contributions (Équation (4.11)).

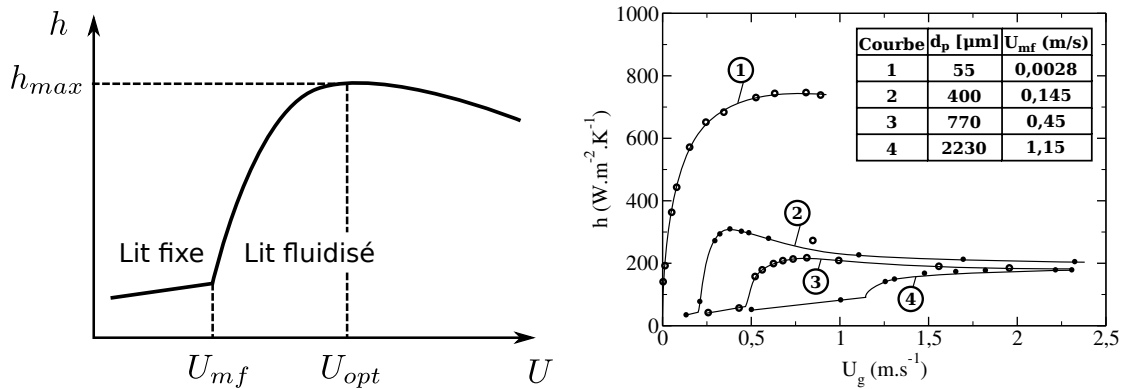
$$h_{ew} = h_{gc} + h_{pc} + h_r \quad (4.11)$$

L'importance de chacune de ces contributions au transfert d'énergie thermique dépend des conditions opératoires tels que le diamètre des particules, l'hydrodynamique de la suspension et la température. L'étude de l'influence de chacune de ces contributions a fait l'objet de nombreux travaux [14, 164, 32, 51, 41, 163, 64]. Ils montrent que :

- Le coefficient de transfert augmente brusquement dès que la vitesse minimale de fluidisation est dépassée, pour atteindre une valeur maximale h_{max} pour une vitesse optimale de fluidisation U_{opt} . Pour $U_g > U_{opt}$, le coefficient de transfert reste constant ou diminue légèrement.
- Le coefficient de transfert décroît lorsque la taille des particules augmente.
- La convection gazeuse peut être négligée pour des particules dont le diamètre est inférieur à 800 μm (Gelperin et Einstein [78]).
- Le coefficient de transfert augmente lorsque la température de la couche augmente. Ce comportement peut être attribué à l'augmentation de la conductivité thermique du gaz. Lorsque la température de paroi devient importante ($> 600\text{ }^\circ\text{C}$), la contribution radiative au transfert global n'est plus négligeable.

4.3.1.1 Effet de la vitesse du gaz de fluidisation sur le transfert thermique paroi-suspension

Typiquement, pour de fines particules, après une augmentation modérée en lit fixe, le coefficient de transfert thermique suspension-paroi subit un accroissement rapide dès que le seuil de fluidisation est dépassé. Il passe alors par un maximum h_{max} pour une valeur optimale de vitesse U_{opt} (nombre de Reynolds optimal Re_{opt}) [41, 43, 163]. Au-delà, le coefficient de transfert thermique commence à décroître plus ou moins lentement. Cette évolution typique est représentée sur les Figures 4.3(a) et 4.3(b). Pour de grosses particules, l'accroissement du coefficient de transfert reste modéré et le maximum est peu marqué (Wunder [201]) (Figure 4.3(b)).



(a) Variation typique du coefficient de transfert suspension-paroi avec la vitesse de fluidisation en lit fluidisé dense (à partir de Gelperin et Einstein [78]).

(b) Coefficient de transfert thermique en fonction de la vitesse de fluidisation : Résultats expérimentaux de Wunder [201] obtenus avec des billes de verre fluidisées par de l'air.

FIGURE 4.3 – Coefficient de transfert thermique couche-paroi en fonction de la vitesse de fluidisation.

Murachman [138] propose une revue des corrélations disponibles pour le calcul de h_{max} et Re_{opt} . Celle proposée par Sathiyamoorthy et coll. [163] (Équation (4.12)) est retenue ici, car elle est applicable pour des nombres d'Archimède faibles compris entre 1 et 3000.

$$Re_{opt} = 0,0081 \cdot Ar^{0,868} \quad (4.12)$$

Dans nos conditions expérimentales, lorsque T augmente de $200\text{ }^\circ\text{C}$ à $800\text{ }^\circ\text{C}$, le nombre d'Archimède diminue de 10,6 à 1,2, ce qui conduit à des valeurs de U_{opt} comprises entre $3,1$ et $2,3\text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$.

L'existence d'un coefficient de transfert thermique maximum h_{max} s'explique par une compétition entre deux phénomènes aux actions contraires. L'augmentation de la vitesse du gaz améliore le mouvement des particules autour de la surface d'échange, ce qui intensifie le transfert de chaleur. L'augmentation de la vitesse s'accompagne également de l'expansion du lit, ce qui contribue à la diminution de la concentration (taux de présence) des particules autour de la surface d'échange et à la diminution du transfert thermique.

La valeur du coefficient de transfert h_{max} dépend du diamètre des particules utilisées, comme le montre la Figure 4.4. Le coefficient de transfert maximum augmente de 200 à 800 $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ lorsque le diamètre des particules diminue de 1 mm à 20 μm . Selon Wen et Leva [196], Kharchenko et Makhorin [94] et Chen et Pei [41], ce phénomène est attribué à la réduction de l'épaisseur de la couche de gaz comprise entre les particules et la surface d'échange, donc à l'intensification du transfert conductif entre le gaz et les particules près des parois. Pour ces diamètres de particules, le transfert thermique par conduction gaz-particule est la principale contribution au transfert global. Lorsque le diamètre des particules est inférieur à 20 μm (classe C), la forte diminution du coefficient de transfert maximal s'explique par la diminution de la qualité de fluidisation (agglomération et renardage), et notamment la réduction du renouvellement des particules en paroi.

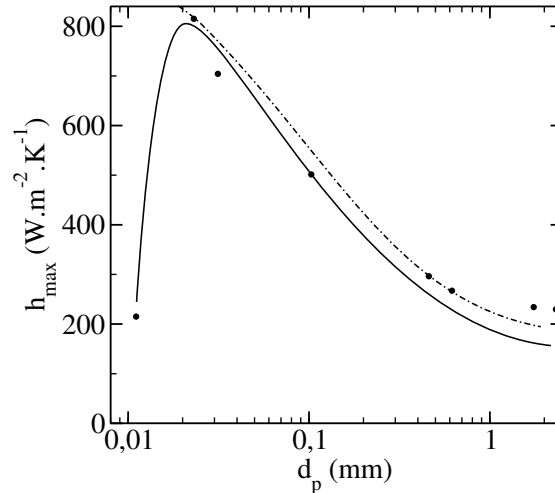


FIGURE 4.4 – Évolution du coefficient de transfert thermique maximal en fonction du diamètre des particules (données extraites de Martin [118, 119]) : (—) à partir des données de Wicke [200] et Wunder [202], (●) à partir des données de Baskakov [14], (-.-) Modèle de Kunii et Levenspiel [101, 99].

L'effet du diamètre des particules sur les mécanismes de transfert est l'objet du prochain paragraphe.

4.3.1.2 Effet du diamètre des particules sur le transfert thermique paroi-suspension

L'apport de chacune des contributions h_{gc} , h_{pc} , et h_r au transfert d'énergie thermique entre une suspension et une surface à son contact dépend fortement de la taille des particules. La classification des poudres proposée par Geldart [77], basée sur la qualité de la fluidisation, n'est pas appropriée à l'étude du transfert thermique.

Selon Decker et Glicksmann [49], la profondeur de pénétration thermique x causée par la mise en contact brusque d'une plaque plane, maintenue à température constante, à l'intérieur d'un milieu semi-infini froid peut être estimée par la relation (4.13).

$$x = 4 \cdot \sqrt{\alpha \cdot t_c} \quad (4.13)$$

où α est la diffusivité thermique du milieu exprimée en $[m^2 \cdot s^{-1}]$ et t_c est le temps de contact. À partir de la valeur de la diffusivité thermique effective d'un agrégat de particules de sable et d'air ($\alpha = 1,73 \cdot 10^{-7} m^2 \cdot s^{-1}$), ces auteurs estiment à $400 \mu m$ la profondeur de pénétration de la chaleur après 1 s de temps de contact (temps considéré comme raisonnable pour un paquet de particules). Ils concluent donc que pour des particules de diamètre supérieur à $400 \mu m$, la profondeur de pénétration de la chaleur est inférieure à un diamètre de particules. Par conséquent, l'hypothèse d'un milieu homogène vis-à-vis du transfert n'est pas valable, et les particules doivent être considérées indépendamment les unes des autres : c'est le modèle des particules séparées.

À partir de ce modèle, Decker et Glicksmann [49] propose une classification des mécanismes de transfert basée sur la comparaison de deux temps caractéristiques :

- le temps de séjour des particules à la paroi t_c ,
- le temps de pénétration diffusionnelle τ (constante de temps thermique) définie par l'équation (4.14).

$$\tau = \frac{m_p \cdot c_{p,p}}{\bar{h} \cdot A_p} = \frac{\left(\frac{\pi \cdot d_p^3}{6} \cdot \rho_p \cdot c_{p,p} \right)}{\left(\frac{24 \cdot \lambda_g}{d_p} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_p^2 \right)} = \frac{1}{36} \cdot \frac{\rho_p \cdot c_{p,p} \cdot d_p^2}{\lambda_g} \quad (4.14)$$

où m_p est la masse de la sphère de diamètre d_p , ρ_p est la masse volumique du solide, $c_{p,p}$ est la capacité calorifique massique du solide, et λ_g la conductivité thermique du gaz.

Ces auteurs proposent la classification suivante :

- Lorsque $t_c \ll \tau$, seule la première couche de particules est affectée par la température de la paroi et la résistance au transfert se situe au contact entre la particule et la paroi (grosses particules).
- Lorsque $t_c \simeq \tau$, l'effet de la température de la paroi est ressenti sur plusieurs couches de particules. La résistance à la surface de contact et dans l'émulsion sont toutes les deux significatives.
- Lorsque $t_c \gg \tau$, les premières couches de particules au contact de la paroi ont très rapidement atteint la température de la paroi et la résistance principale au transfert est le transfert thermique à travers l'émulsion au contact de la paroi (fines particules).

Nous avons tracé sur la Figure 4.5 l'évolution du temps de pénétration diffusionnelle τ en fonction du diamètre des particules d_p , pour des particules de carbure de silicium et de l'air à $500^\circ C$.

Pour des particules de carbure de silicium de $64 \mu m$ de diamètre, le temps de pénétration diffusionnelle est très court (inférieur à $0,02 s$). On peut donc faire l'hypothèse que le temps de contact des agrégats à la paroi est très supérieur à τ . Par conséquent, le mécanisme de transfert prédominant est la convection des agrégats de particules.

Selon les différents auteurs, la transition entre fines et grosses particules peut être caractérisée par un nombre d'Archimède critique. Il vaut respectivement $Ar = 2,6 \cdot 10^4$ pour Botterill et coll. [31], $Ar = 2 \cdot 10^4$ pour Chen et Pei [41], et enfin $Ar = 1,3 \cdot 10^4$ pour Flamant et coll. [65].

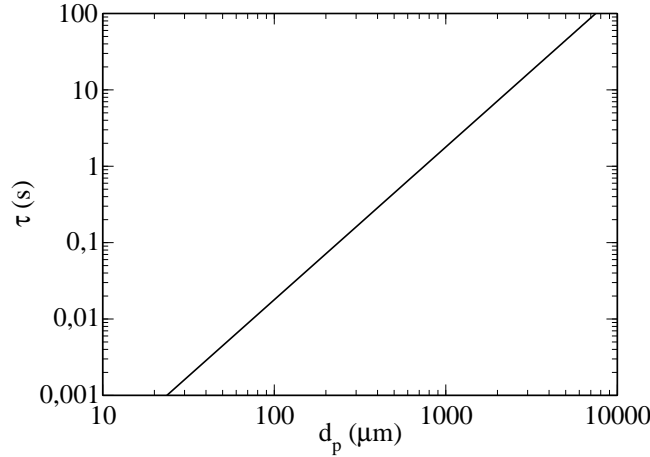


FIGURE 4.5 – Évolution du temps de pénétration diffusionnelle avec le diamètre des particules pour des particules de carbure de silicium et de l'air à 500 °C : $\rho_p = 3210 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $c_{p,p} = 1129 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $\lambda_g = 0,056 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ (Équation (F.3)).

Dans notre étude, le nombre d'Archimède avoisine 10.

La classification proposée par Molerus et Mattmann [131, 130] s'appuie sur la définition d'un diamètre adimensionnel caractéristique d_p^* , donné par l'équation (4.15). Lorsque $d_p/d_p^* \leq 4,6$ (Équation (4.16)), le régime est considéré laminaire ($Re_p < 10$), et la convection particulaire est dominante. C'est le cas des particules de classe A.

$$d_p^* = Ar^{1/3} = \left[\frac{d_p^3 \cdot g \cdot (\rho_p - \rho_g) \cdot \rho_g}{\mu_g^2} \right]^{1/3} = d_p \cdot \left[\frac{\sqrt{g \cdot (\rho_p - \rho_g) \cdot \rho_g}}{\mu_g} \right]^{2/3} \quad (4.15)$$

$$\frac{d_p}{d_p^*} = \left[\frac{\mu_g}{\sqrt{g \cdot (\rho_p - \rho_g) \cdot \rho_g}} \right]^{2/3} \quad (4.16)$$

Dans le cadre de cette étude, le rapport d_p/d_p^* avoisine 3.

Le diagramme proposé par Flamant et coll. [64] (Figure 4.6), fournit le domaine de prédominance de chacune des différentes contributions au transfert d'énergie thermique (h_{pc} , h_{gc} et h_r) en fonction du diamètre des particules d_p et de la température du lit fluidisé T_{lit} . Le domaine hachuré correspond aux particules utilisées dans notre étude, et au domaine de température couvert. La convection particulaire est toujours le mécanisme prédominant. Aux hautes températures, le rayonnement doit également être considéré.

L'ensemble de ces critères permet d'affirmer que la convection particulaire est le mode de transfert prédominant entre la paroi et la suspension fluidisée en écoulement à l'intérieur du tube d'échangeur.

4.3.1.3 Effet de la température sur le transfert thermique paroi-suspension

L'augmentation de la température améliore la conductivité thermique du gaz. A titre d'exemple, la conductivité de l'air augmente de 0,037 à 0,061 $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ lorsque la température passe de 200 à 600 °C. L'augmentation de la conductivité du gaz intensifie à son tour la contribution

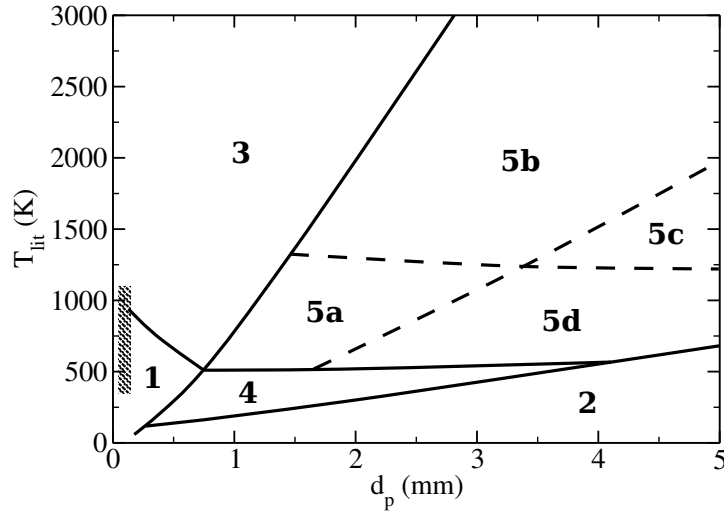


FIGURE 4.6 – Diagramme de prédominance des différents modes de transfert thermique entre une suspension et une paroi à son contact : (1) convection des particules, (2) convection gazeuse, (3) convection des particules et rayonnement, (4) convection des particules et convection gazeuse, (5) convection des particules et convection gazeuse et rayonnement [64].

de la convection particulaire et la convection gazeuse au transfert thermique. Ces contributions seront détaillées dans la suite de ce chapitre.

L'augmentation de la température a également un effet sur le transfert thermique par rayonnement. Le transfert par rayonnement est une composante supplémentaire au transfert, dont la contribution devient non négligeable pour des températures supérieures à 600 °C. La température, le diamètre des particules et la vitesse de fluidisation agissent tous les trois sur le transfert thermique par rayonnement. Cette contribution au transfert sera également détaillée dans la suite de ce chapitre.

4.3.2 Transfert thermique suspension-paroi : contribution convective du gaz h_{gc}

La contribution convective du gaz h_{gc} au transfert thermique suspension-paroi est généralement faible pour les particules de classe A ou A/B de la classification de Geldart, car les vitesses de fluidisation de ces particules sont faibles.

Baskakov et coll. [15] ont proposé une estimation de la contribution convective du gaz au transfert thermique couche-paroi à partir de l'équation (4.17).

$$\frac{h_{gc} \cdot d_p}{\lambda_g} = 0,009 \cdot Ar^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \quad (4.17)$$

Cette expression est applicable pour des particules dont le diamètre est compris entre 0,16 et 4 mm. Cette expression appliquée à nos conditions opératoires de l'étude aboutit à un coefficient h_{gc} proche de $10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

Denloye et Botterill [51] ont également estimé par une approche théorique cette contribution au transfert. Le coefficient de transfert pour une vitesse juste inférieure à celle au minimum de fluidisation est considéré égal au coefficient de transfert h_{gc} puisque aucune convection particulaire ne participe au transfert thermique. L'expression de la contribution convective du gaz au transfert

global est donnée par l'équation (4.18). Notons que cette équation n'est pas adimensionnelle, et l'unité de la constante du membre de droite est le $[m^{-1/2}]$.

$$\frac{h_{gc} \cdot \sqrt{d_p}}{\lambda_g} = 0,86 \cdot Ar^{0,39} \quad (4.18)$$

Les auteurs considèrent que le lit est partagé en deux zones : une d'épaisseur $d_p/2$ située autour de la surface d'échange, et l'autre par le reste du lit. Les hypothèses retenues par ces auteurs limitent le champ d'application de cette corrélation aux nombres d'Archimède compris entre 10^3 et $2 \cdot 10^6$. Bien que ce domaine ne corresponde pas aux valeurs du nombre d'Archimède de notre étude ($Ar \approx 30$), l'estimation de ce coefficient de transfert thermique aboutit à un coefficient h_{gc} proche de $20 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

Ces faibles valeurs de h_{gc} confirment la prédominance de la convection particulaire dans le transfert thermique globale couche-paroi pour les particules utilisées dans notre étude.

4.3.3 Transfert thermique suspension-paroi : contribution convective des particules h_{pc}

La convection particulaire h_{pc} est la contribution au transfert responsable du fort couplage hydrodynamique-thermique en lit fluidisé de fines particules. Les modèles développés pour décrire le transfert thermique couche-paroi en lits fluidisés peuvent être classés en trois catégories :

- la théorie du film gazeux, pour laquelle la chaleur est transmise par conduction en régime stationnaire à l'intérieur d'une fine couche de gaz à la paroi érodée par le passage des particules,
- la théorie de la particule isolée, pour laquelle la chaleur est transmise par conduction instationnaire aux particules directement en contact avec la paroi,
- la théorie de l'agrégat, pour laquelle la chaleur est transmise par conduction instationnaire à travers un paquet de particules au contact de la paroi, dont les propriétés thermiques sont intermédiaires entre celles du gaz et celles des particules.

La validité de chaque modèle dépend des conditions opératoires et principalement de deux paramètres : la taille des particules fluidisées, et le temps de contact des particules ou des agrégats à la paroi. Ces deux paramètres déterminent le mode et la profondeur de pénétration de la chaleur par conduction au moment du contact. La théorie de la particule isolée s'applique à de grosses particules avec un temps de séjour court à la paroi. À l'opposé, la théorie de l'agrégat s'applique à de fines particules avec un temps de séjour long à la paroi. L'aspect le plus important est de décrire avec la plus grande précision la structure de l'écoulement de la suspension dans la région voisine de la paroi.

4.3.3.1 Théorie du film

Au sein d'un lit de particules correctement fluidisées, la totalité du lit peut être considérée comme isotherme. Cette hypothèse suppose que la résistance au transfert thermique au sein du lit est négligeable, et qu'elle se concentre essentiellement à l'intérieur d'une fine couche de gaz

au contact de la surface d'échange. La théorie du film pour le transfert thermique couche-paroi considère que le flux thermique est transféré à la suspension par simple conduction à l'intérieur de cette fine couche de gaz en régime stationnaire. Le coefficient de transfert thermique à l'intérieur de la suspension peut donc être exprimé par l'équation (4.19).

$$h = \frac{\lambda_g}{\delta} \quad (4.19)$$

où λ_g est la conductivité thermique du gaz et δ est l'épaisseur de la couche gazeuse séparant le lit de la paroi. Cette épaisseur est d'autant plus faible que la taille des particules constituant le lit est petite. Cet effet est représenté sur la Figure 4.7. Cette théorie prédit donc une forte augmentation du coefficient de transfert thermique avec la diminution de la taille des particules. Ceci est vrai pour les particules de classe A et B. Cependant, ce n'est pas le cas pour les particules de classe C, pour lesquelles, les forces d'interactions interparticulaires limitent le déplacement des particules à la paroi sous l'effet du gaz de fluidisation.

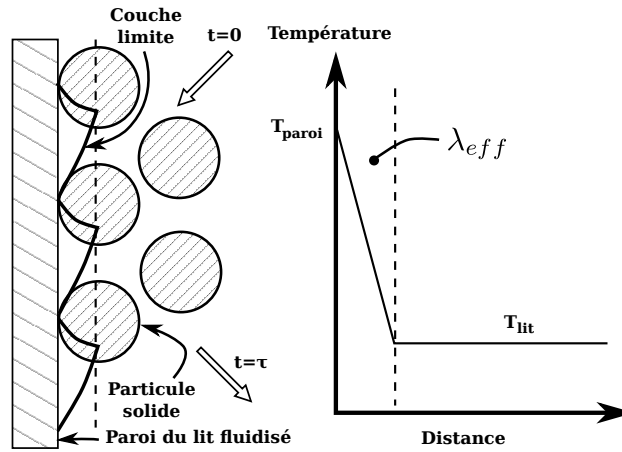


FIGURE 4.7 – Représentation schématique de la théorie du film gazeux.

Les corrélations établies à partir de cette théorie estiment l'épaisseur de la couche limite en fonction de différents paramètres tels que le diamètre des particules, la porosité de la suspension au minimum de fluidisation ou encore la vitesse du gaz. Leva et coll. [112, 111], Dow et Jakob [55] et Levenspiel et Walton [113] ont utilisé cette théorie afin de prédire le transfert thermique entre un lit fluidisé et une paroi. Dans le cas de fines particules, ces corrélations surestiment le transfert thermique.

À titre d'exemple, Borodulya et coll. [26] ont considéré que le transfert a lieu par conduction à l'intérieur d'une couche limite. Cependant, la conductivité de la couche limite n'est pas celle du gaz, mais une conductivité effective, fonction de la porosité de la suspension dans la colonne. Selon ces auteurs, l'épaisseur du film et le coefficient de transfert couche-paroi peuvent être estimés par les équations (4.20) et (4.21).

$$\delta = 0,14 \cdot d_p \cdot (1 - \varepsilon)^{-2/3} \quad (4.20)$$

$$h = \frac{\lambda_{eff}}{\delta} = \frac{\lambda_g + 0,0061 \cdot \rho_g \cdot c_{p,g} \cdot d_p \cdot \frac{U_g}{\varepsilon}}{\delta} \quad (4.21)$$

Les hypothèses de cette théorie suggèrent que le transfert thermique s'effectue en régime stationnaire. Or, de nombreux auteurs comme Tuot et Clift [185] ont démontré le caractère instationnaire du transfert thermique couche-paroi. De plus, cette théorie ne tient pas compte des

propriétés physiques du solide mise en évidence par Ziegler et coll. [215], telle que la capacité calorifique massique, et ne peut par conséquent pas prédire l'importance du transfert thermique par convection particulaire.

L'une des corrélations les plus largement utilisées pour le calcul du transfert thermique entre une suspension fluidisée et les parois du lit est celle proposée par Wen et Leva [196] (Équation (4.22)). Cette corrélation semi-empirique s'appuie d'une part sur la théorie du film, et d'autre part sur les données expérimentales de nombreux auteurs, et principalement celles de Baerg [9] et Van Heerden [189]. Les travaux de ces derniers ont permis à Wen et Leva d'identifier les principaux facteurs agissant sur le transfert thermique suspension-paroi, tels que :

- la vitesse du gaz de fluidisation agit sur l'agitation des particules (qualité de fluidisation), qui à son tour agit sur l'épaisseur de la couche limite thermique par l'érosion de cette dernière,
- le diamètre des particules : plus ce dernier est faible, plus l'épaisseur de la couche limite est petite,
- la capacité calorifique volumique du solide,
- la conductivité thermique du gaz.

À partir de ces données, les auteurs proposent la relation (Équation (4.22)) suivante :

$$\frac{h \cdot d_p}{\lambda_g} = 0,16 \cdot \left(\frac{c_{p,p} \cdot \rho_p \cdot d_p^{1,5} \cdot g^{0,5}}{\lambda_g} \right)^{0,4} \cdot \left(\frac{G_g \cdot d_p \cdot \eta}{\mu_g \cdot R} \right)^{0,36} \quad (4.22)$$

où R est le terme d'expansion de la couche fluidisée (sans dimension), η est un terme d'efficacité de la fluidisation compris entre 0 et 1 («0» pour non fluidisé, «1» pour une fluidisation complète), et G_g est le débit massique surfacique de gaz.

Cette équation adimensionnelle exprime le nombre de Nusselt en fonction de deux facteurs. Le dernier facteur représente la qualité de fluidisation et l'intensité de l'érosion de la couche limite de gaz. Ce terme est un nombre de Reynolds corrigé. Le premier terme adimensionnel regroupe les propriétés physiques du solide ($c_{p,p}$, ρ_p et d_p) et du gaz (λ_g) ayant une influence sur le transfert thermique. Il peut être noté que la conductivité thermique du solide ne semble pas avoir d'effet sur le transfert thermique.

4.3.3.2 Théorie de la particule isolée

La théorie de la particule isolée suppose que l'étape dominante du transfert thermique est celle de l'échange à travers les particules au contact de la paroi. Cette théorie considère également le transfert thermique par conduction à travers la couche de gaz à la paroi.

Botterill et Williams [33] ont été les premiers à analyser le mécanisme de transfert lors du contact de particules avec la surface d'échange. Lorsque le temps de séjour des particules à la paroi est faible, ils supposent que la pénétration de la chaleur s'arrête à la première couche de particules. Ils ont alors été amenés à étudier le transfert entre une particule isolée et une paroi. Ces auteurs ont montré que ce transfert pouvait être raisonnablement décrit à partir de la conduction en régime transitoire entre la paroi et une particule unique entourée de gaz au repos (Figure 4.8).

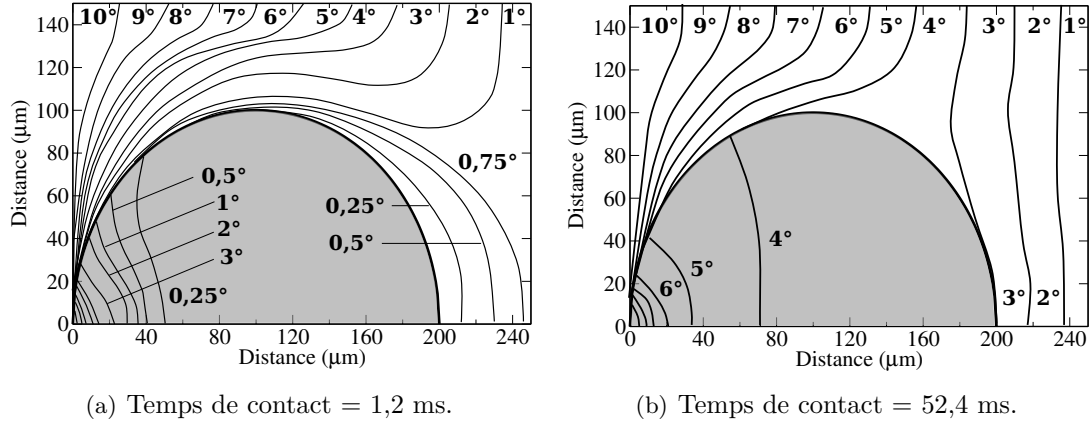


FIGURE 4.8 – Tracés des isothermes à partir de la résolution des équations de transfert thermique par conduction de la chaleur pour une sphère au contact d'une paroi plus chaude, d'après Botterill et Williams [33]. La paroi est matérialisée par l'axe des ordonnées.

Ce modèle est fortement dépendant de la position de la particule par rapport à la paroi (au contact ou décalée), mais également du temps de séjour de la particule au voisinage de la paroi. La nécessité de connaître ces deux données limite le domaine d'utilisation de ce modèle. De plus, il n'est applicable que lorsque l'épaisseur de pénétration du flux thermique en paroi δ_{em} ne dépasse pas le diamètre d'une particule. Cette épaisseur de pénétration dans la couche fluidisée peut être estimée à partir de l'équation (4.23).

$$\delta_{em} \propto (\alpha_{em} \cdot t_c)^{1/2} \quad (4.23)$$

où α_{em} est la diffusivité thermique de l'émulsion au contact de la paroi, et t_c le temps de contact moyen d'une particule à la paroi. En tenant compte de l'expression du nombre de Fourier, on peut facilement aboutir à la relation (4.24).

$$\frac{\delta_{em}}{d_p} \propto Fo^{1/2}, \quad Fo = \frac{\alpha_{em} \cdot t_c}{d_p^2} \quad (4.24)$$

Cette théorie n'est donc valable que pour des faibles valeurs du nombre de Fourier, c'est à dire, pour de grosses particules avec un temps de contact court à la paroi.

Afin de vérifier leurs théories, Botterill et Williams [33] ainsi que Couderc et coll.[44] ont utilisé une couche fluidisée mécaniquement agitée afin de contrôler le temps de séjour du solide à la paroi. C'est ainsi que Botterill et Williams ont observé une augmentation du coefficient de transfert à la paroi de 113 à 965 $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ lorsque la vitesse d'agitation passe de 0 à 140 révolutions par minute, pour des billes de 200 micromètres fluidisées par de l'air.

Botterill et coll. [28] ont proposé pour le coefficient d'échange la corrélation (4.25) :

$$h_{ew} = 5,678 \cdot \frac{170 \cdot d_p}{t_c} \cdot \left[1 - \exp \left(-\frac{476 \cdot t_c}{d_p^2} \right) \right] \quad (4.25)$$

où t_c est le temps de séjour moyen du solide à la paroi exprimé en millisecondes, d_p le diamètre des particules exprimé en microns et h le coefficient d'échange couche-paroi exprimé en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

Couderc et coll. [44] ont proposé un modèle similaire à celui de Botterill et coll. [28], pour lequel ils ont introduit un paramètre supplémentaire, une épaisseur e de film gazeux entre la paroi et la première couche de particules. Cette distance peut varier entre 0 et $d_p/5$. Avec l'expansion de la couche fluidisée, e augmente, ce qui introduit une résistance thermique supplémentaire, et provoque une diminution du coefficient de transfert.

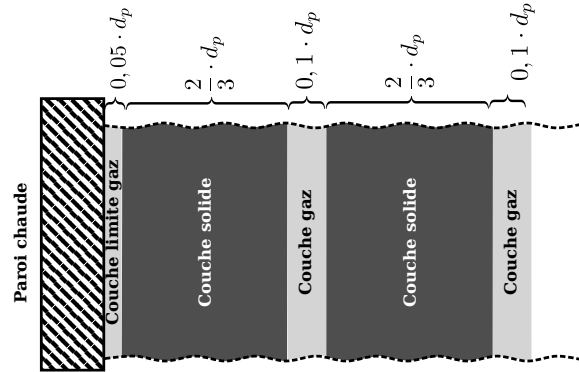


FIGURE 4.9 – Représentation schématique de la théorie des couches alternées (Gabor [71]).

Ziegler et coll. [215] ont également appliqué cette théorie afin de calculer le temps de contact et la distribution du temps de séjour des particules à la surface d'échange et de la comparer à leurs observations. Des particules sphériques identiques de $136 \mu\text{m}$ de diamètre de cuivre, de nickel et d'un alliage plomb-étain à 50 % ont été utilisées afin d'étudier l'effet des propriétés du solide sur le transfert. Ces auteurs déterminent l'effet bénéfique de la capacité calorifique du solide sur le transfert, et montrent que la conductivité thermique du solide n'a aucun effet sur le transfert thermique.

Afin d'étendre le domaine de validité de cette théorie, Gabor [71] a proposé de remplacer la simple couche de particules entourées de gaz au repos, par plusieurs couches fictives de gaz alternées avec des couches de particules (Figure 4.9). C'est la théorie des couches alternées. L'empilement de couches est remplacé à intervalle de temps régulier par un empilement neuf, dont la température initiale est celle régnant au sein de la couche fluidisée. Ce modèle permet de simplifier les équations instationnaires de conduction de la chaleur par rapport au modèle proposé par Botterill [29]. Il est peu représentatif de la dynamique d'un lit fluidisé mais présente un bon accord avec les résultats expérimentaux de Gabor [72].

4.3.3.3 Théorie de l'agrégat ou du renouvellement

La théorie de l'agrégat repose sur le fait que les particules au contact de la paroi sont suffisamment petites, ou restent un temps suffisamment long, pour que leur température atteigne rapidement celle de la paroi. Ainsi, la résistance au transfert est principalement située au sein de l'agrégat, à l'intérieur duquel la chaleur est transmise par conduction instationnaire. L'agrégat séjourne un certain temps à la paroi, puis il est remplacé par un agrégat « frais ». La représentation schématique de cette théorie est donnée sur la Figure 4.10. L'agrégat est considéré comme un milieu continu ayant des propriétés physiques moyennes entre celles du gaz et celles des particules. Botterill et Williams [33] ont montré par la résolution de l'équation de conduction de la chaleur instationnaire, que des particules de $200 \mu\text{m}$ atteignent celle de la paroi en moins de 100 ms.

Mickley et Fairbanks [125] ont été les premiers à tenir compte de la conduction à travers un agrégat dans le modèle du renouvellement des agrégats. En supposant que le transfert thermique soit de la conduction instationnaire à l'intérieur de l'agrégat, ces auteurs ont démontré que le coefficient de transfert thermique instantané à la paroi s'exprime par l'équation (4.26).

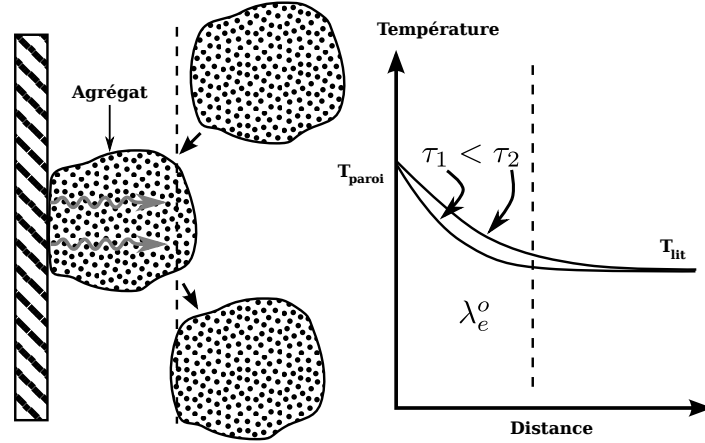


FIGURE 4.10 – Représentation schématique de la théorie des agrégats introduite par Mickley et Fairbanks [125], où τ est le temps de séjour d'un agrégat à la paroi.

$$h_{\text{agrégat au temps } t} = h(t) = \left(\frac{\lambda_e^o \cdot \rho_p \cdot (1 - \varepsilon_{mf}) c_{p,p}}{\pi \cdot t} \right)^{1/2} \quad (4.26)$$

où λ_e^o est la conductivité thermique équivalente de l'agrégat, ρ_p la masse volumique des particules, ε_{mf} la porosité au minimum de fluidisation et $c_{p,p}$ la chaleur massique du solide. Les méthodes de détermination de la conductivité thermique de l'agrégat λ_e^o sont présentées en Annexe F.

Par ailleurs, le coefficient de transfert moyen à la paroi s'exprime par la relation (4.27) :

$$\bar{h} = \frac{1}{A_e} \int_0^{A_e} \left(\int_0^\infty h(\tau) \cdot \Phi(\tau) d\tau \right) dA = \sqrt{\lambda_e^o \cdot \rho_p \cdot (1 - \varepsilon_{mf}) \cdot c_{p,p} \cdot S} \quad (4.27)$$

où A_e est l'aire d'échange, $\Phi(\tau)$ représente la fonction de distribution du temps de contact des agrégats à la paroi, et S est défini par l'équation (4.28).

$$S^{1/2} = \frac{1}{A_e} \int_0^{A_e} \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\Phi(\tau)}{\sqrt{\tau}} d\tau \right) dA \quad (4.28)$$

En supposant que l'ensemble des agrégats séjourne un même temps t_c à la paroi, le coefficient d'échange moyen peut être estimé à partir de la relation (4.29).

$$\bar{h} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{\lambda_e^o \cdot \rho_p \cdot (1 - \varepsilon_{mf}) c_{p,p}}{t_c}} \quad (4.29)$$

Cette théorie ne tient pas compte de l'effet de la température sur les propriétés physiques de l'agrégat.

Il faut également noter que cette expression surestime la valeur du coefficient de transfert. Baskakov [13], Gelperin et Einstein [78], et Thring [182], ont donc ajouté une résistance au transfert thermique supplémentaire entre la paroi et l'agrégat, matérialisée par un film gazeux d'épaisseur δ_g (Figure 4.11). En fonction des auteurs, l'épaisseur du film gazeux varie entre 0,08 et $0,5 \cdot d_p$. Cette résistance est généralement appelée «résistance de contact».

Une importante évolution de cette théorie est proposée par Yoshida [208] en se basant sur l'épaisseur de pénétration de la chaleur (Équation (4.23)). Pour des agrégats ayant la même épaisseur

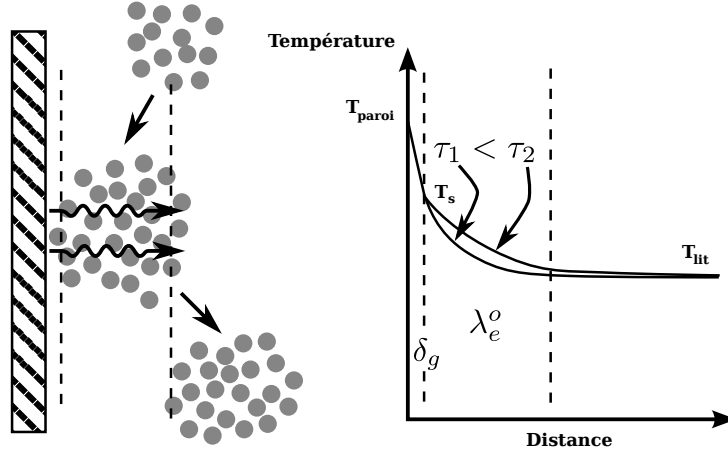


FIGURE 4.11 – Représentation schématique de la théorie des agrégats introduite par Mickley et Fairbanks [125], couplée à la présence d'une résistance de contact par un film gazeux à la paroi.

l_e , deux comportements différents sont identifiés selon la valeur du temps de séjour de l'agrégat à la paroi t_c et du temps caractéristique de pénétration de la chaleur τ (Équation (4.30)) :

$$\tau = \frac{\rho_p \cdot (1 - \varepsilon_{mf}) \cdot c_{p,p} \cdot l_e^2}{\lambda_e^o} \quad (4.30)$$

où λ_e^o est la conductivité thermique effective de l'agrégat.

- Pour un temps de séjour court ($t_c \ll \tau$), toute la chaleur transmise à l'agrégat ne sert qu'à son échauffement. Le processus de transfert thermique est contrôlé par la conduction de la chaleur en régime transitoire. Le coefficient d'échange peut donc être estimé par l'équation (4.31), similaire à celle proposée par Mickley et Fairbanks (Équation (4.29)).

$$h = 2 \cdot \sqrt{\frac{\lambda_e^o \cdot \rho_p (1 - \varepsilon_{mf}) c_{p,p}}{\pi \cdot t_c}} \quad (4.31)$$

- Pour un temps de séjour long ($t_c \gg \tau$), l'agrégat est traversé par le flux thermique provenant de la paroi. Il atteint un état d'équilibre thermique et peut être assimilé à une résistance à la conduction de la chaleur. Le coefficient d'échange peut alors être estimé par l'équation (4.32), similaire à celui issu de l'équation de conduction stationnaire de la chaleur à travers un film.

$$h = \frac{\lambda_e^o}{l_e} \quad (4.32)$$

Kunii et Levenspiel [100], et Vedarmurthy et Sastri [190] estiment à environ $3 \cdot d_p$ l'épaisseur des agrégats.

À partir des données expérimentales de Wicke et Fetting [200], Yoshida et coll. [208] estiment l'épaisseur d'un agrégat de particules de carbure de silicium de $65 \mu\text{m}$ de diamètre (particules identiques à celles utilisées dans notre étude) fluidisé par de l'air avec une vitesse de $7 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$. Elle est de $470 \mu\text{m}$, soit environ 7 fois le diamètre des particules. Le temps caractéristique de pénétration de la chaleur dans l'agrégat calculé à partir de l'équation (4.30) est évalué à $\tau = 2,48 \text{ s}$. En tenant compte des conditions hydrodynamiques de la suspension dans les tubes d'échangeur, il semble raisonnable d'affirmer que le temps de contact des agrégats à la paroi dans les conditions opératoires de notre étude sont inférieurs à τ , et que le processus de transfert est contrôlé par la conduction de la chaleur à travers l'agrégat en régime transitoire (Équation (4.31)).

4.3.4 Contribution du rayonnement au transfert thermique suspension-paroi

Le transfert radiatif s'ajoute aux contributions convectives du gaz et des particules. Cette contribution est très diversement appréciée suivant les auteurs. Cette diversité s'explique par les difficultés expérimentales rencontrées lors de la détermination de la composante radiative au transfert global. Kharchenko et Makhorin [94], et Yoshida et coll. [209] ont estimé que la contribution radiative est inférieure à 5 % jusqu'à des températures du lit de l'ordre de 1100 °C, tandis que Baskakov et coll. [14], Chen et coll. [39], et Flamant [69] ont estimé que la contribution radiative pouvait représenter de 15 à 40 % du transfert total à des températures du lit comprises entre 800 et 900 °C.

L'analyse de ces travaux montre que l'importance du transfert radiatif est liée aux paramètres opératoires du système. À titre d'exemple, la Figure 4.12(a) présente l'évolution du rapport h_r/h_t en fonction de la température de la paroi et du diamètre des particules pour un lit maintenu à 850 °C (Bakakov et coll. [14]). Pour chaque taille de particules, la part du rayonnement au transfert thermique global augmente avec la température de la paroi. Cet effet est plus important pour les grosses particules que pour les fines. À 800 °C, la contribution radiative ne dépasse pas 20 % pour les particules de 350 μm . L'effet de la température du lit a quant à lui été observé par Ozkaynak et coll. [142] avec des particules de sable de 1030 μm (Figure 4.12(b)). La part du rayonnement au transfert globale augmente avec l'augmentation de la température du lit.

L'équation (4.33) est l'expression du coefficient de transfert par rayonnement entre une suspension fluidisée et une paroi, extraite de Kunii et Levenspiel [98]. Les valeurs de coefficient d'échange par rayonnement, calculées à partir de l'équation (4.33), sont représentées sur la Figure 4.12(b).

$$h_r = \frac{\sigma \cdot (T_{lit}^4 - T_{paroi}^4)}{\left(\frac{1}{e_{lit}} + \frac{1}{e_{paroi}} - 1 \right) \cdot (T_{lit} - T_{paroi})} \quad (4.33)$$

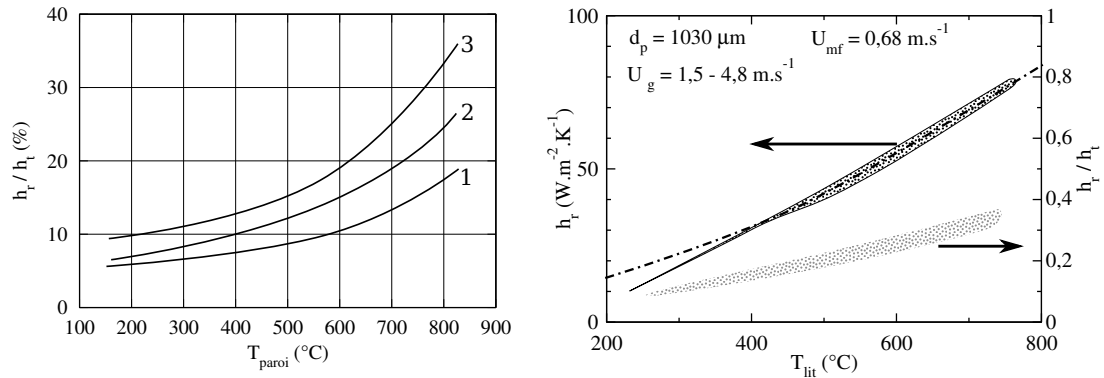
où $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ est la constante de Stefan-Boltzmann, e_{lit} est l'émissivité du lit et e_{paroi} l'émissivité de la paroi.

En première approximation, l'émissivité du lit peut être estimée à partir de l'équation (4.34), où e_p est l'émissivité d'une particule.

$$e_{lit} = \frac{1}{2} \cdot (1 + e_p) \quad (4.34)$$

La composante radiative est également susceptible d'augmenter avec la vitesse superficielle du gaz, comme l'a démontré Flamant [69], Botterill et coll. [32], ainsi que Marthur et Saxena [121]. Les résultats de ces derniers sont représentés sur la Figure 4.13. Cette évolution de h_r avec U_g est toutefois controversée. En effet, Il'chenko et coll. [92], Baskakov et coll. [14], Basu [16] et Ozkaynak et coll. [142] n'ont observé aucune variation de la contribution radiative avec la vitesse de fluidisation U_g .

Borodulya et Kovensky [25] considèrent que l'intensité du transfert par rayonnement est fortement dépendante de l'émissivité des particules et de la distribution des températures dans le système. Flamant et coll. [67] ont démontré l'influence de la température du lit et des parois, du diamètre des particules, de la vitesse de fluidisation et des propriétés radiatives des particules et de la paroi sur l'intensité du transfert par rayonnement. Selon ces mêmes auteurs, la contribution



(a) Variation de h_r/h_t entre un lit fluidisé et une paroi en fonction de la température de paroi T_{paroi} : particules de chamotte fluidisées par de l'air, $T_{lit} = 850 \text{ °C}$, (1) $d_p = 350 \mu m$, (2) $d_p = 630 \mu m$ et (3) $d_p = 1250 \mu m$ (d'après Baskakov et coll. [14]).

(b) Transfert thermique par rayonnement entre un lit fluidisé de sable et une surface verticale immergée, en fonction de la température du lit, d'après Ozkaynak et coll. [142] : (-.-.) Équation (4.33) (Extrait de Kunii et Levenspiel [98]) ($e_p = 0,9$).

FIGURE 4.12 – Effet de la température de fonctionnement sur l'importance du transfert thermique par rayonnement.

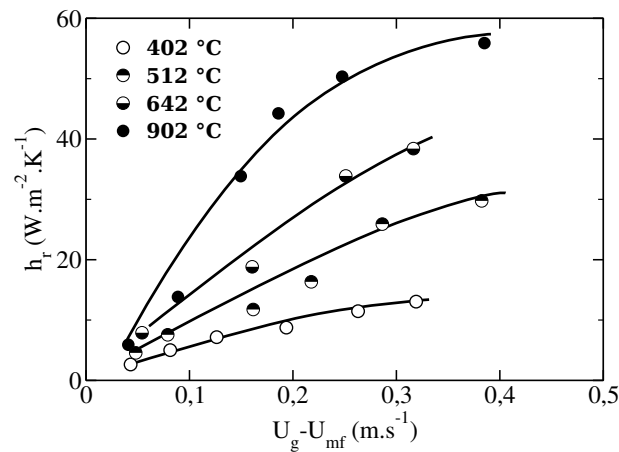


FIGURE 4.13 – Transfert thermique par rayonnement entre un lit fluidisé de sable ($d_p = 751 \mu m$) et une paroi verticale pour différentes températures du lit, d'après Marthur et Saxena [121].

radiative au transfert varie de 6 à 28 % pour des particules de sable de 240 μm fluidisées par une vitesse équivalente à deux fois la vitesse minimale de fluidisation, lorsque la température du lit varie de 585 à 1076 K. Ils observent une augmentation de 19 à 45 % lorsque la température du lit varie de 695 à 1091 K pour des particules de corindon de 3700 μm à $U_g/U_{mf} = 1, 13$.

L'importance de la profondeur de pénétration du rayonnement dans l'émulsion a été démontrée par Yamada [204]. Plus cette profondeur est grande devant l'épaisseur de film gazeux à la paroi, plus le rayonnement contribue au transfert. Cela s'explique par le fait que la paroi peut rayonner sur des particules dont la température est très inférieure à celle de la paroi.

Il faut donc retenir qu'au delà de 600 °C, le rayonnement de la paroi sur les particules est une contribution non négligeable au transfert.

L'augmentation de la température n'augmente pas simplement le transfert thermique par rayonnement. La température modifie également les propriétés physiques du gaz et du solide. Elle augmente à la fois la conductivité thermique du gaz et la capacité calorifique du solide. Ces deux effets de la température contribuent à l'amélioration du transfert thermique par la réduction de la résistance au transfert dans la couche limite de gaz au contact de la paroi, et à l'augmentation du transfert thermique par convection particulaire.

4.4 Transfert thermique paroi-suspension : Modèles

Le faible diamètre des particules utilisées, et les températures de fonctionnement rencontrées lors des essais expérimentaux de transfert thermique réalisés dans le cadre de ce travail, ont déterminé le choix des modèles présentés. L'ensemble de ces modèles s'appuie sur la théorie de l'agrégat, pour lesquels la résistance de contact par conduction dans une couche limite thermique est considérée. La composante radiative du transfert est également prise en compte.

4.4.1 Modèle de Kunii et Levenspiel [98]

Kunii et Levenspiel [98] proposent de calculer le coefficient de transfert à haute température entre la paroi et la phase émulsion h_{ew} à partir de la théorie de l'agrégat. Ce transfert par convection particulaire est limité par une résistance de contact sur une épaisseur $d_p/2$ d'émulsion au contact de la paroi. À travers cette couche limite, le transfert se fait par deux mécanismes en parallèles : convection et rayonnement. Dans le cas où les bulles ne voient pas la paroi ($f_w = 0$), le coefficient d'échange entre la paroi et la suspension est donné par l'équation (4.35).

$$h = h_{ew} = \frac{1}{\frac{1}{h_r + h_{film}} + \frac{1}{h_{agrégat}}} \quad (4.35)$$

h_{film} correspond au transfert conducto-convectif à travers la couche limite d'épaisseur $d_p/2$. Il est déduit de la corrélation de Yagi et Kunii [203] (Équation (4.36)).

$$h_{film} = \frac{2 \cdot \lambda_e^o}{d_p} + 0,05 \cdot (c_{p,g} \cdot \rho_g \cdot U_g) \quad (4.36)$$

h_r est donné par l'équation (4.33) et $h_{agrégat}$ est donné par l'équation (4.29). La détermination de $h_{agrégat}$ nécessite de connaître le temps de contact des particules à la paroi. Des corrélations empiriques seront présentées par la suite afin d'estimer ce temps de renouvellement.

4.4.2 Modèle de Schlunder [164]

Schlunder [164] propose un modèle basé sur les mêmes hypothèses que celui proposé par Kunii et Levenspiel [98]. L'estimation du transfert par convection particulaire est identique (Équation (4.29)). La différence réside dans l'expression de la résistance de contact à la paroi par un film gazeux. Cette expression est donnée par l'équation (4.37) suivante :

$$h_{film} = \frac{4 \cdot \lambda_g}{d_p} \cdot \left[\left(\frac{2 \cdot (l + \delta_r)}{d_p} + 1 \right) \cdot \ln \left(\frac{d_p}{2 \cdot (l + \delta_r)} + 1 \right) - 1 \right] \quad (4.37)$$

où λ_g représente la conductivité thermique du gaz, d_p le diamètre de la sphère équivalente, l le libre parcours moyen des molécules de gaz, et δ_r l'épaisseur des rugosités de la sphère définie comme la hauteur moyenne des aspérités de surface (Figure 4.14).

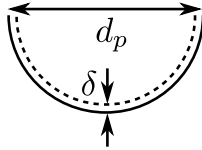


FIGURE 4.14 – Définition de la rugosité d'une particule.

Cette résistance dépend fortement de la conductivité du gaz et du diamètre équivalent des particules.

4.4.3 Modèle de Flamant [69]

Le modèle proposé par Flamant [69] s'applique au calcul du coefficient de transfert à haute température entre une paroi soumise à une densité de flux de chaleur constante Φ et un lit fluidisé de particules de diamètre inférieur à 1 mm. Ce modèle repose sur la théorie de l'agrégat et tient compte de la résistance de contact à la paroi. Par rapport au modèle de Kunii et Levenspiel présenté précédemment, ce modèle considère le couplage des échanges par conduction et par rayonnement entre l'émulsion et la paroi. Il représente également l'échange radiatif entre les bulles et la paroi dans le cas des gaz absorbants chargés ou non de particules.

Le mécanisme global est décrit par le renouvellement de paquets d'émulsion à la paroi, qui échangent de la chaleur par l'intermédiaire d'un film gazeux dont l'épaisseur varie entre 0,1 et 1 fois le diamètre des particules. Ce modèle présenté en Annexe G, est schématisé sur la Figure 4.15.

L'inconvénient des modèles précédemment présentés est la nécessité de connaître avec précision le temps de contact des agrégats à la paroi. Ce temps de contact peut être correctement estimé pour une surface immergée à l'intérieur d'un lit fluidisé en régime de bullage. En effet si l'on considère que les particules au contact de la surface immergée sont renouvelées à chaque passage d'une bulle, la connaissance de la fréquence, du diamètre et de la fraction des bulles permet de connaître le temps de contact. Dans le cas du temps de contact des agrégats à la paroi de la colonne de fluidisation, le modèle de bullage ne permet pas de connaître t_c . Les modèles basés sur des données quantifiables telles que la vitesse d'excès du gaz par rapport au minimum de fluidisation sont par conséquent plus pertinents.

4.4.4 Modèle de Molerus [127, 128, 129]

A partir d'une analyse dimensionnelle, Molerus et coll. [127, 129] ont proposé une corrélation permettant d'estimer le coefficient de transfert thermique paroi-suspension pour les fines particules ($Ar < 100$). Pour ces particules, la convection particulaire est le mécanisme prédominant.

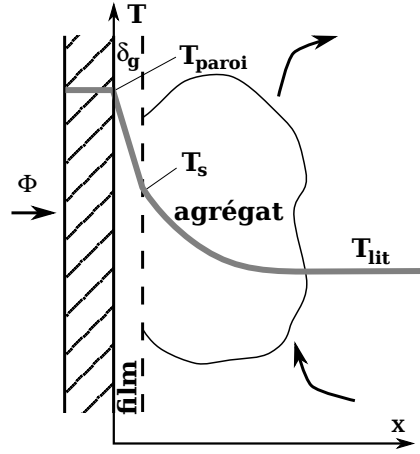


FIGURE 4.15 – Représentation schématique du système de l'agrégat.

Il est modélisé par deux résistances en série : le transfert à travers un film de gaz suivi par le transfert dû à la migration des particules de la paroi vers la suspension. L'intérêt de la corrélation proposée réside dans l'utilisation de la vitesse d'excès par rapport au minimum de fluidisation, dont la valeur est facilement accessible.

Les auteurs ont défini :

- Un transfert thermique correspondant à l'énergie transportée par la migration des particules de la paroi vers le centre de la suspension, donné par le terme suivant (4.38)) :

$$\rho_p \cdot c_{p,p} \cdot (U_g - U_{mf}) [\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}] \quad (4.38)$$

- Une distance l sur laquelle les particules sont déplacées par le passage des bulles, estimée par l'équation (4.39).

$$l \propto \frac{(U_g - U_{mf})^2}{g} \quad (4.39)$$

- Une conductivité thermique équivalente, définie comme le produit de ces derniers termes (Équation (4.40)).

$$\lambda_{eff} \propto \frac{\rho_p \cdot c_{p,p} \cdot (U_g - U_{mf})^3}{g} [\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}] \quad (4.40)$$

- Une vitesse d'excès adimensionnelle définie par le terme suivant (4.41) :

$$\frac{U_g - U_{mf}}{U_{mf}} \quad (4.41)$$

En considérant que le transfert est limité par deux résistances en série, le coefficient de transfert suspension-paroi s'exprime par l'équation (4.42).

$$\frac{h \cdot l_l}{\lambda_g} = \frac{A \cdot (1 - \varepsilon_{mf})}{1 + \frac{\lambda_g}{2 \cdot c_{p,p} \cdot \mu_g}} \cdot \phi \quad (4.42)$$

où $c_{p,p}$ est la chaleur massique du solide, μ_g la viscosité dynamique du gaz, et λ_g la conductivité thermique du gaz, et où l_l est une longueur caractéristique donnée par la relation (4.43).

$$l_l = \frac{dp}{Ar^{1/3}} = \left(\frac{\mu_g}{\sqrt{g} \cdot (\rho_p - \rho_g)} \right)^{2/3} \quad (4.43)$$

Dans l'expression (4.42), ϕ est un facteur correctif qui dépend fortement de la vitesse d'excès $U - U_{mf}$.

$$\phi = \frac{1}{1 + \frac{B}{\sqrt[3]{\frac{U_g - U_{mf}}{U_{mf}}} \cdot \sqrt[3]{\frac{\rho_p \cdot c_{p,p}}{\lambda_g \cdot g}} \cdot (U_g - U_{mf})}} \quad (4.44)$$

Par ailleurs, les constantes A (Équation (4.42)) et B (Équation (4.44)) doivent être déterminées à partir des données expérimentales. Il faut préciser que la valeur de ϕ tend vers 0, pour des vitesses proches de U_{mf} , ce qui signifie l'absence d'échange thermique par convection particulaire. L'augmentation de la vitesse d'excès conduit à une augmentation de ce terme correctif, donc à une augmentation de l'échange par convection particulaire.

Ce modèle est particulièrement intéressant car il permet de prédire l'effet de l'aération sur le transfert thermique. Il prédit également la décroissance du coefficient de transfert thermique avec l'augmentation du débit de solide. Ces points seront détaillés lors de l'interprétation et de la modélisation des résultats expérimentaux, Chapitre 5.

4.4.5 Estimation du temps de contact des agrégats à la paroi

Les hypothèses retenues pour le mode de transfert dépendent fortement du temps de contact entre un paquet de particules et la paroi. Différentes techniques permettent de suivre la trajectoire des particules. Les techniques de traçage radioactif de particules «RPT» ou «PEPT» (Chaouki [36, 37], Hommans et coll. [88], Laverman [105]), permettent de suivre les particules dans tout le volume de la couche fluidisée. Des techniques de mesure d'intensité lumineuse permettent d'observer le passage des particules près des parois (Molerus [128]).

Thring [182], et avant lui Baskakov [14], proposent une estimation du temps de séjour des agrégats à la paroi de la zone de transfert. Ces temps de contact sont issus de la comparaison de résultats expérimentaux de transfert thermique entre un lit fluidisé et les parois ou des objets immergés (tubes), avec les résultats théoriques obtenus par la théorie de l'agrégat, associée à une résistance de contact par un film gazeux.

L'équation (4.45) donne le temps de séjour t_c de l'agrégat à la surface d'un cylindre vertical immergé selon Baskakov [14].

$$t_c = 0,44 \cdot \left[\frac{d_p \cdot g}{U_{mf}^2 \cdot \left(\frac{U_g}{U_{mf}} - A \right)^2} \right]^{0,14} \cdot \left(\frac{d_p}{dt} \right)^{0,225} \quad (4.45)$$

où A est un coefficient égal à 0,8 quand le diamètre du cylindre vertical immergé est de 30 mm, et 0,9 quand le diamètre du cylindre vertical immergé est de 15 mm.

Thring [182] propose quant à lui l'expression (4.46), à partir de données expérimentales de transfert de thermique autour d'un cylindre vertical immergé de 2,54 cm de diamètre, pour des particules comprises entre 385 et 922 μm .

$$t_c = 8,932 \cdot \left[\frac{d_p \cdot g}{U_{mf}^2 \cdot \left(\frac{U_g}{U_{mf}} - 1 \right)^2} \right]^{0,0756} \cdot \left(\frac{d_p}{0,0254} \right)^{0,5} \quad (4.46)$$

Pour les particules de carbure de silicium utilisées dans cette étude, la Figure 4.16 trace l'évolution de ce temps de contact en fonction de la vitesse de gaz déduite à partir des relation (4.45) et (4.46). Pour Baskakov, le diamètre du tube d_t est imposé à 27 mm, et le coefficient A est imposé à 0,8. Cette figure montre que les temps de contact diminuent fortement avec l'augmentation de la vitesse de fluidisation (entre U_{mf} et $10 \cdot U_{mf}$), pour atteindre un pseudo palier pour des vitesses supérieures à $20 \cdot U_{mf}$.

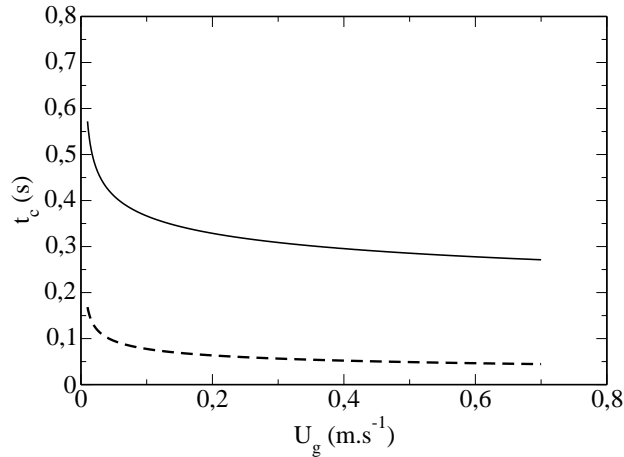


FIGURE 4.16 – Estimation du temps de contact en fonction de la vitesse de fluidisation selon (---) Baskakov [14] et (—) Thring [182] : $U_{mf} = 5 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, $d_p = 64 \text{ } \mu\text{m}$, $\rho_p = 3210 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

4.4.6 Comparaison des modèles pour un cas de référence

4.4.6.1 Transfert suspension-paroi : convection particulaire h_{pc}

Une première estimation des coefficients de transfert déduits des modèles et corrélations bibliographiques est réalisée, à partir des conditions opératoires d'un cas de référence (Tableau 4.1). Le transfert radiatif est négligé.

Dans cette étude, le temps de contact t_c est considéré comme la fréquence de pistonage calculée au Chapitre 2. Autrement dit, la fréquence de renouvellement de surface est supposée identique à celle du passage d'une bulle ou d'un piston.

Les différentes théories conduisent aux estimations fournies dans le Tableau 4.2.

Ces résultats montrent que :

Tableau 4.1 – Conditions opératoires du cas de référence utilisé pour l'estimation du coefficient de transfert.

T_{susp} [°C]	λ_g [W · m ⁻¹ · K ⁻¹]	$c_{p,g}$ [J · kg ⁻¹ · K ⁻¹]	λ_p [W · m ⁻¹ · K ⁻¹]	$c_{p,p}$ [J · kg ⁻¹ · K ⁻¹]	λ_e^o [W · m ⁻¹ · K ⁻¹]
400	0,05	1070	35	1020	0,13 ^a
d_p [μm]	ρ_p [kg · m ⁻³]	U_g [m · s ⁻¹]	U_{mf} [m · s ⁻¹]	ε_{mf} [—]	t_c [s]
64	3210	0,2	0,005	0,57	1

a. Déterminée à partir de la relation de Gelperin et Einstein [78], présentée en Annexe F

Tableau 4.2 – Coefficient de transfert par convection particulaire.

Théorie / Modèle	h_{pc} [W · m ⁻² · K ⁻¹]
Théorie du film (Borodulya et coll. [26])	3188
Théorie de la particule (Botterill et coll. [28])	61,8
Théorie de l'agrégat (Mickley et Fairbanks [125])	482,8

- la théorie du film semble fortement surestimer le coefficient de transfert thermique suspension-paroi,
- la théorie de la particule isolée semble sous-estimer le coefficient d'échange entre la suspension et la paroi,

La disparité des valeurs de coefficient de transfert calculées peut être expliquée par le domaine de validité de chacune de ces théories. En effet, la théorie du film est plutôt adaptée à de grosses particules et pour des vitesses de gaz importantes. La théorie de la particule isolée est quant à elle valable pour de grosses particules avec des temps de contact courts, et la théorie de l'agrégat à de fines particules pour des temps de contact longs. Le cas de référence présenté ne peut pas correspondre aux conditions de validité de ces trois théories. La théorie de l'agrégat donne l'ordre de grandeur le plus raisonnable du coefficient d'échange par convection particulaire.

Le temps de contact des agrégats ou des particules à la paroi t_c est un paramètre très important dans l'estimation du coefficient de transfert thermique par convection particulaire. La Figure 4.17 présente une analyse de sensibilité du coefficient de transfert thermique $h_{agrégat}$, issu de la théorie de l'agrégat proposée par Mickley et Fairbanks [125] (Équation (4.29)). Il est comparé à titre indicatif à la corrélation proposée par Botterill et coll. [28] issue de la théorie de la particule isolée (Équation (4.25)).

Ce graphique montre l'extrême sensibilité du coefficient de transfert $h_{agrégat}$ par convection particulaire vis-à-vis du temps de séjour des agrégats à la paroi t_c . En effet, $h_{agrégat}$ diminue très rapidement avec l'augmentation du temps de contact à la paroi. Or ce temps de contact ne peut pas être estimé de façon précise à partir des conditions opératoires et des données expérimentales disponibles dans la littérature.

4.4.6.2 Transfert thermique paroi-suspension : coefficient de transfert global

À partir des conditions opératoires du cas de référence, avec une température de paroi de 600 °C, une émissivité de 0,9 du carbure de silicium, et une émissivité de 0,7 du tube APM, le coefficient de transfert global peut être évalué à partir du modèle de proposé par Kunii et Levenspiel [98] (Équation (4.35)) pour lequel :

- le coefficient de transfert radiatif $h_r = 72 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ ((4.33) et (4.34)),

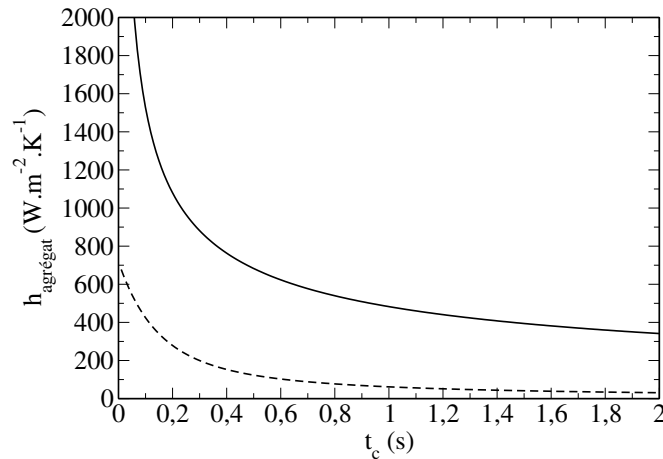


FIGURE 4.17 – Étude de sensibilité du coefficient de transfert thermique $h_{agregat}$ ou h_{pc} en fonction du temps de contact des particules à la paroi : (—) Mickley et Fairbanks [125] et (---) Botterill et coll. [28].

- le coefficient de transfert par convection particulaire est $h_{pc} = 482,8 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$,
- le coefficient de transfert par conduction à l'intérieur du film gazeux est $h_{film} = 4067 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

Le coefficient d'échange global suspension-paroi estimé à partir du modèle proposé par Kunii et Levenspiel [98] est de $432 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

Le modèle de Schlünder [164] utilise une expression différente pour la résistance de contact à la paroi ($1/h_{film}$). Avec un libre parcours moyen l de 156 nm et une épaisseur de rugosité δ_r de $0,05 \cdot d_p$, le coefficient d'échange déterminé par le modèle de Schlünder est de $440,3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. Il est de $440,8 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ lorsque le rayonnement est pris en compte. Ces résultats montrent que la prise en compte du rayonnement ne modifie que très légèrement le coefficient d'échange global sous ces conditions de fonctionnement. De plus, la valeur importante de h_{film} calculée ne modifie que légèrement le coefficient d'échange global par rapport au coefficient d'échange par convection particulaire seule $h_{agregat}$ ($482,8 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ sous ces conditions).

En dehors des travaux proposés par Molerus [129, 128], très peu de corrélations permettent d'évaluer l'évolution du coefficient de transfert suspension-paroi avec les conditions opératoires telle que la vitesse du gaz. L'estimation du coefficient de transfert à partir du modèle de Molerus nécessite la connaissance de deux constantes A et B. Ces constantes seront déterminées par la minimisation des écarts avec les résultats expérimentaux par la méthode des moindres carrés.

Conclusion

L'étude hydrodynamique expérimentale (Chapitre 3) de la suspension dense en écoulement ascendant à l'intérieur des tubes de transfert a montré que la suspension se comporte comme un lit fluidisé, animé d'une vitesse verticale ascendante de l'ordre de quelques centimètres par seconde. En ce qui concerne le transfert thermique au sein de ce type d'écoulement, il n'a fait l'objet d'aucune étude dans la littérature. Cependant, la quasi similitude du comportement hydrodynamique de ces écoulements avec celui des lits fluidisés classiques a permis de comparer les échanges thermiques à l'intérieur des tubes de transfert, à ceux observés au sein d'un lit fluidisé de fines particules, largement étudiés. Toutefois, cette analogie ne pallie pas complètement l'absence de données expérimentales car elle ne permet pas d'évaluer l'effet du débit de solide sur les mécanismes de transfert thermique.

L'étude bibliographique présentée dans ce Chapitre a montré que le transfert thermique entre la paroi et la couche fluidisée a principalement lieu dans une zone restreinte au contact de la paroi, où les mécanismes de transfert diffèrent selon les conditions opératoires et les propriétés des particules.

L'effet des conditions opératoires (vitesse de fluidisation, température) et du diamètre des particules sur le transfert thermique suspension-paroi a été analysé. Pour les mêmes conditions opératoires (température, nombre de fluidisation U_g/U_{mf}), l'échange thermique suspension-paroi présente un maximum d'intensité pour des particules dont le diamètre est proche de $30\ \mu\text{m}$. L'évolution du coefficient de transfert thermique suspension-paroi avec la vitesse de fluidisation présente un maximum d'intensité suite à l'augmentation de l'agitation particulaire. Au-delà de ce maximum, l'expansion de la couche fluidisée par l'augmentation de la vitesse du gaz est responsable de la diminution du coefficient de transfert. L'augmentation de la température s'accompagne d'une augmentation de la conductivité thermique du gaz responsable de l'augmentation du transfert thermique couche-paroi. Au delà de $600\ ^\circ\text{C}$, l'échange par rayonnement s'ajoute aux autres mécanismes de transfert thermique.

La revue de l'ensemble des mécanismes de transfert thermique paroi-suspension a permis d'identifier le mécanisme de transfert prédominant pour les fines particules utilisées (classe A). Il s'agit du transfert par convection particulaire noté h_{pc} . Les modèles retenus pour la comparaison avec les résultats expérimentaux se basent sur la théorie des agrégats, associée à une résistance de contact par un film gazeux à la paroi. L'ensemble de ces modèles dépend fortement des hypothèses retenues sur l'hydrodynamique de la suspension à la paroi, et principalement, du temps de séjour des particules à la paroi. Enfin, une première estimation du coefficient de transfert thermique suspension-paroi à partir des modèles décrits a pu être réalisée en se basant sur des corrélations de prédiction du temps de séjour en fonction des conditions opératoires. La comparaison de ces prédictions fournit un ordre de grandeur du coefficient au sein de l'échangeur. Toutefois, la large disparité des valeurs obtenues montre la nécessité de mesurer expérimentalement le coefficient de transfert thermique en conditions réelles de fonctionnement, et d'évaluer finement l'effet des différentes conditions opératoires sur le transfert thermique suspension-paroi.

Afin de mesurer le transfert thermique entre une suspension dense en écoulement ascendant et la paroi de ce type d'échangeur, une maquette «chaude» a été conçue et réalisée au Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse. Cette maquette reproduit le type bien particulier d'écoulement d'une suspension gaz-particules en phase dense, généré par la maquette «froide» étudiée au Chapitre 3. Le flux thermique incident est imposé et contrôlé par trois fours électriques. L'étude de l'effet des conditions opératoires (vitesse d'aération, débit de solide, température) sur le transfert thermique paroi-suspension permettra de connaître la combinaison de paramètres optimale pour le transfert d'énergie paroi-suspension. Ce travail est l'objet du Chapitre 5 suivant.

Nomenclature

Symboles grecs :

α : diffusivité thermique	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$	λ_e^o : conductivité thermique équivalente d'un agrégat	$[\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}]$
δ : épaisseur de couche limite du transfert	$[\text{m}]$	μ : viscosité dynamique	$[\text{Pa} \cdot \text{s}]$
δ_r : profondeur moyenne des aspérités d'un grain	$[\text{m}]$	ρ : masse volumique	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$
δ_e : épaisseur d'un agrégat	$[\text{m}]$	σ : constante de Stefan-Boltzmann	$[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}^4}]$
ε : porosité		τ : constante de temps thermique	$[\text{s}]$
η : efficacité de fluidisation		ΔT : différence de température	$[^\circ \text{C}]$
λ : conductivité thermique	$[\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}]$		

Symboles romans :

a_e : aire spécifique des particules	$[\text{m}^2 \cdot \text{m}^{-3}]$	q : flux thermique surfacique	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-2}]$
c_p : capacité calorifique massique	$[\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}]$	r : rayon	$[\text{m}]$
d : diamètre	$[\text{m}]$	t : temps	$[\text{s}]$
e : émissivité		t_c : temps de contact	$[\text{s}]$
f_w : fraction du temps de contact des bulles	$[-]$	A_e : aire d'échange	$[\text{m}^2]$
g : accélération de la pesanteur	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-2}]$	D : diffusivité thermique	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$
h : coefficient de transfert	$[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}]$	G_g : débit massique surfacique de gaz	$[\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}]$
l : libre parcours moyen du gaz	$[\text{m}]$	H_a : épaisseur de zone active du transfert	$[\text{m}]$
l_l : échelle de longueur du régime laminaire	$[\text{m}]$	K_e : coefficient d'extinction d'un agrégat	$[-]$
l_t : échelle de longueur du régime turbulent	$[\text{m}]$	T : température	$[^\circ \text{C}]$
		U : vitesse superficielle	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$

Nombres adimensionnels :

Ar : nombre d'Archimède	$\frac{d_p^3 \cdot \rho_g \cdot (\rho_p - \rho_g) \cdot g}{\mu_g^2}$	Nu_p : nombre de Nusselt particulaire	$\frac{h_p \cdot d_p}{\lambda_g}$
Bi_{th} : nombre de Biot thermique	$\frac{h_p \cdot r_p}{\lambda_p}$	Pr : nombre de Prandtl	$\frac{c_{p,g} \cdot \mu_g}{\lambda_g}$
Fo : nombre de Fourier	$\frac{D_{tem} \cdot t_c}{d_p^2}$	Re_p : Reynolds particulaire	$\frac{\rho_g \cdot d_p \cdot U_g}{\mu_g}$

Indices :

c : contact	max : maximum
e : émulsion	mf : minimum de fluidisation
eb : bulle-paroi	opt : optimale
eff : effectif	p : particules
em : émulsion	r : rayonnement
ew : suspension-paroi	$susp$: suspension
g : gaz	w : paroi (wall)
gc : convection gazeuse	
gp : convection particulaire	

Figures

4.1	Évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds particulaire pour le transfert gaz-particules en lit fluidisé	121
(a)	Représentation schématique des différents mécanismes de transfert entre une particule et une suspension fluidisée.	123
(b)	Représentation schématique du transfert par conduction particule-gaz-particule.	123
4.2	Représentation schématique du transfert entre une particule et une suspension fluidisée (\rightarrow représente le mouvement des particules).	123
(a)	Variation typique du coefficient de transfert suspension-paroi avec la vitesse de fluidisation en lit fluidisé dense (à partir de Gelperin et Einstein [78]).	127
(b)	Coefficient de transfert thermique en fonction de la vitesse de fluidisation : Résultats expérimentaux de Wunder [201] obtenus avec des billes de verre fluidisées par de l'air.	127
4.3	Coefficient de transfert thermique couche-paroi en fonction de la vitesse de fluidisation.	127
4.4	Évolution du coefficient de transfert thermique maximal en fonction du diamètre des particules (données extraites de Martin [118, 119]) : (—) à partir des données de Wicke [200] et Wunder [202], (•) à partir des données de Baskakov [14], (---) Modèle de Kunii et Levenspiel [101, 99].	128
4.5	Évolution du temps de pénétration diffusionnelle avec le diamètre des particules.	130
4.6	Diagramme de prédominance des modes de transfert [64].	131
4.7	Représentation schématique de la théorie du film gazeux.	133
(a)	Temps de contact = 1,2 ms.	134
(b)	Temps de contact = 52,4 ms.	134
4.8	Tracés des isothermes à partir de la résolution des équations de transfert. . . .	135
4.9	Représentation schématique de la théorie des couches alternées (Gabor [71]). .	136
4.10	Représentation schématique de la théorie des agrégats introduite par Mickley et Fairbanks [125], où τ est le temps de séjour d'un agrégat à la paroi.	137
4.11	Représentation schématique de la théorie des agrégats introduite par Mickley et Fairbanks [125], couplée à la présence d'une résistance de contact par un film gazeux à la paroi.	138
(a)	Variation de h_r/h_t entre un lit fluidisé et une paroi en fonction de la température de paroi T_{paroi} : particules de chamotte fluidisées par de l'air, $T_{lit} = 850^\circ\text{C}$, (1) $d_p = 350\ \mu\text{m}$, (2) $d_p = 630\ \mu\text{m}$ et (3) $d_p = 1250\ \mu\text{m}$ (d'après Baskakov et coll. [14]).	139
(b)	Transfert thermique par rayonnement entre un lit fluidisé de sable et une surface verticale immergée, en fonction de la température du lit, d'après Ozkaynak et coll. [142] : (---) Équation (4.33) (Extrait de Kunii et Levenspiel [98]) ($e_p = 0,9$).	139
4.12	Effet de la température de fonctionnement sur l'importance du transfert thermique par rayonnement.	140
4.13	Transfert thermique par rayonnement entre un lit fluidisé de sable ($d_p = 751\ \mu\text{m}$) et une paroi verticale pour différentes températures du lit, d'après Marthur et Saxena [121].	140
4.14	Définition de la rugosité d'une particule.	142
4.15	Représentation schématique du système de l'agrégat.	143
4.16	Estimation du temps de contact en fonction de la vitesse de fluidisation selon (---) Baskakov [14] et (—) Thring [182] : $U_{mf} = 5\ \text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$, $d_p = 64\ \mu\text{m}$, $\rho_p = 3210\ \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	145
4.17	Étude de sensibilité du coefficient de transfert thermique $h_{agrégat}$ ou h_{pc}	147

Chapitre 5

Étude expérimentale du transfert de chaleur entre la paroi d'un tube d'échange et une suspension dense transportée

Sommaire

Introduction	153
5.1 Dispositif expérimental	153
5.1.1 Description	153
5.1.1.1 Données géométriques	153
5.1.1.2 Modules de puissance thermique	156
5.1.2 Métrologie	157
5.1.3 Protocole expérimental	159
5.2 Étude hydrodynamique à température ambiante de la maquette chaude	160
5.2.1 Effet de l'aération sur la stabilité hydrodynamique	161
5.2.2 Perte de charge par frottement particules-paroi	161
5.2.3 Traçage à l'hélium de la phase gaz à température ambiante	163
5.3 Estimation du coefficient de transfert thermique entre la paroi et la suspension	166
5.3.1 Méthode de détermination du coefficient de transfert thermique entre la paroi et la suspension	167
5.3.2 Estimation du coefficient de transfert thermique par refroidissement de la suspension	168
5.3.3 Présentation d'un essai de référence	170
5.3.4 Effet du débit d'aération	172
5.3.4.1 Résultats expérimentaux	172
5.3.4.2 Comparaison des résultats expérimentaux avec les données bib- liographiques	175
5.3.5 Effet du débit de solide sur le coefficient de transfert thermique	178
5.3.6 Effet de la température de la suspension à l'entrée du tube d'échange	179
5.4 Comparaison aux modèles de la littérature	183
Conclusion	185
Nomenclature	188
Table des figures	192

Introduction

L'objectif de ce chapitre est d'étudier le comportement thermique d'une suspension dense de particules de carbure de silicium en écoulement ascendant dans un tube d'échange, soumis à un flux de chaleur constant. Pour ce faire, une installation pilote pouvant fonctionner jusqu'à 800 °C a été conçue et mise au point. Ce dispositif permet d'étudier l'effet du débit de solide, du débit d'aération et de la température de la suspension à l'entrée du tube sur le coefficient de transfert thermique suspension-paroi.

Ce chapitre est divisé en 3 parties :

- la présentation du dispositif expérimental et du protocole associé,
- l'étude hydrodynamique à température ambiante pour valider les conclusions tirées du Chapitre 3,
- l'étude du transfert thermique proprement dit. Elle est divisée en deux parties :
 1. l'acquisition des données concernant l'effet des différents paramètres sur le coefficient de transfert suspension-paroi.
 2. la validation de ces données à partir des précédents travaux publiés.

5.1 Dispositif expérimental

La présentation du dispositif expérimental s'articule en trois volets :

- le détail des composants de la maquette et leur géométrie,
- la présentation de la métrologie utilisée,
- le protocole expérimental.

5.1.1 Description

5.1.1.1 Données géométriques

La maquette d'échangeur de chaleur est l'assemblage de trois systèmes connectés :

- l'alimentation en solide,
- le transport de solide et la récupération de l'énergie thermique,
- le stockage de solide.

Ces trois ensembles sont représentés sur le schéma de la Figure 5.1.

L'alimentation en solide de la nourrice est assurée par une trémie qui alimente une vis sans fin couplée à un moteur électrique à vitesse de rotation variable. Cet ensemble est celui utilisé sur la maquette «froide». Le moteur est équipé d'un variateur mécanique et d'un variateur de

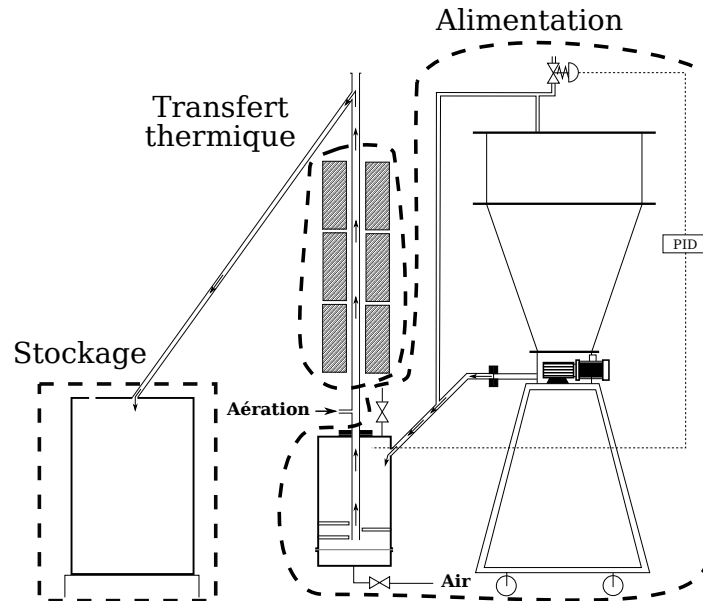


FIGURE 5.1 – Schéma représentant les 3 ensembles constitutifs de la maquette chaude (\rightarrow : trajet du solide de la trémie vers le bac de récupération du solide chaud).

fréquence. Ces variateurs permettent d'alimenter le lit fluidisé émetteur (nourrice) avec un débit connu et constant de solide entre 20 et 130 $\text{kg} \cdot \text{h}^{-1}$.

Le transport du solide dans le tube d'échange est assuré par la pressurisation de la nourrice. La nourrice est un lit fluidisé cylindrique en acier inoxydable de 30 cm de diamètre, de 55 cm de haut et de 1,5 mm d'épaisseur. L'alimentation en air de fluidisation (Q_f) est assurée par un débitmètre massique dont la gamme est 0 – 10 $\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. Le tube d'échange est plongé dans le lit fluidisé à une hauteur de 9 cm au dessus du distributeur. Le distributeur est une plaque métallique frittée en acier inoxydable. Ce distributeur, identique à celui utilisé sur la maquette froide, permet d'assurer une perte de charge suffisante pour distribuer le gaz d'une manière uniforme dans la nourrice. La courbe de perte de charge du distributeur est rappelée sur la Figure 5.2. Le contrôle de la pressurisation du ciel gazeux de la nourrice est assurée par une vanne pneumatique connectée à un régulateur PID.

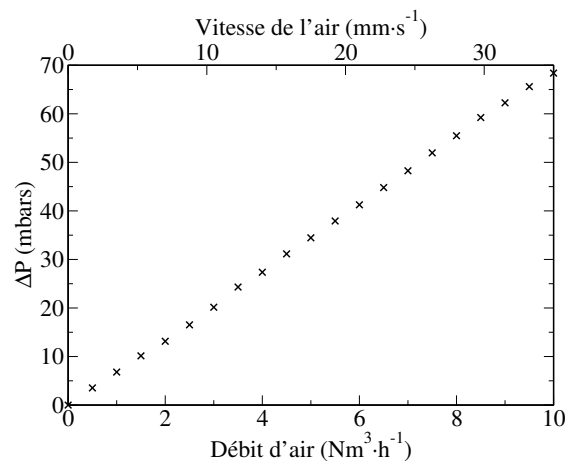


FIGURE 5.2 – Perte de charge du distributeur d'air de la nourrice à température ambiante.

Sur le plan thermique, un lit fluidisé continu est considéré comme un étage d'équilibre vis-à-vis du solide, à condition que le temps de séjour des particules dans la nourrice soit supérieur à 3 minutes. Le temps de séjour est défini comme le rapport entre l'inventaire solide et le débit massique des particules. Le volume effectif de la nourrice permet d'assurer un inventaire

supérieur ou égal à 40 kg de solide, ce qui correspond à un temps de séjour des particules dans le lit supérieur à 15 min pour un débit d'alimentation de $130 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$.

Le tube d'échangeur est un tube APM (alliage de fer, d'aluminium et de chrome) de la société Kanthal. Il mesure 217 cm, a un diamètre intérieur de 26,64 mm, et un diamètre extérieur de 33,4 mm (3,38 mm d'épaisseur). Sa conductivité thermique est de $20 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ à 600 °C. Ce tube est chauffé extérieurement par trois fours électriques. L'aération du tube se fait par un orifice situé à 57 cm de son extrémité inférieure.

Le stockage du solide sortant du tube d'échange est assuré par un fût métallique de 235 L. Ce fût résiste à une température supérieure à 800 °C.

La Figure 5.3(a) présente une photographie du pilote avant sa connection au système d'alimentation et au système de stockage du solide, et avant son isolation thermique par l'extérieur. Seuls la nourrice, le tube d'échangeur et les fours sont visibles. La Figure 5.3(b) est une représentation schématique de la maquette «chaude». On y trouve la position des capteurs de pression et des modules de puissance (fours et thermoplongeurs de la nourrice). La zone de chauffe et la section de mesure du coefficient de transfert thermique entre la paroi et la suspension sont également matérialisées.

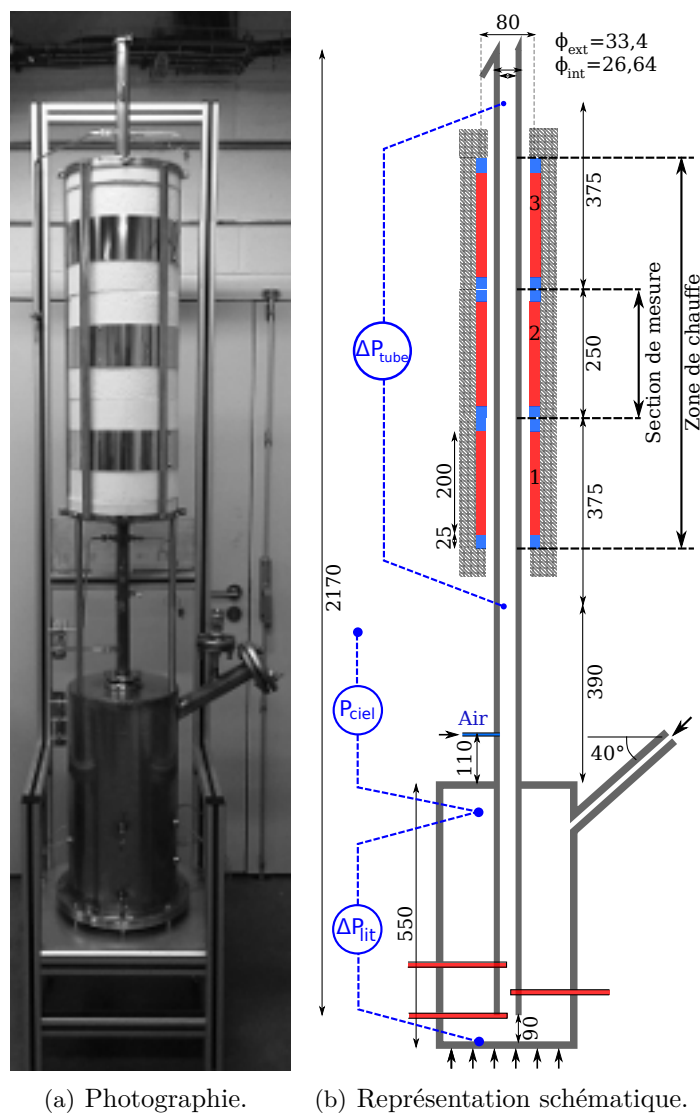


FIGURE 5.3 – Maquette «chaude» de l'échangeur.

5.1.1.2 Modules de puissance thermique

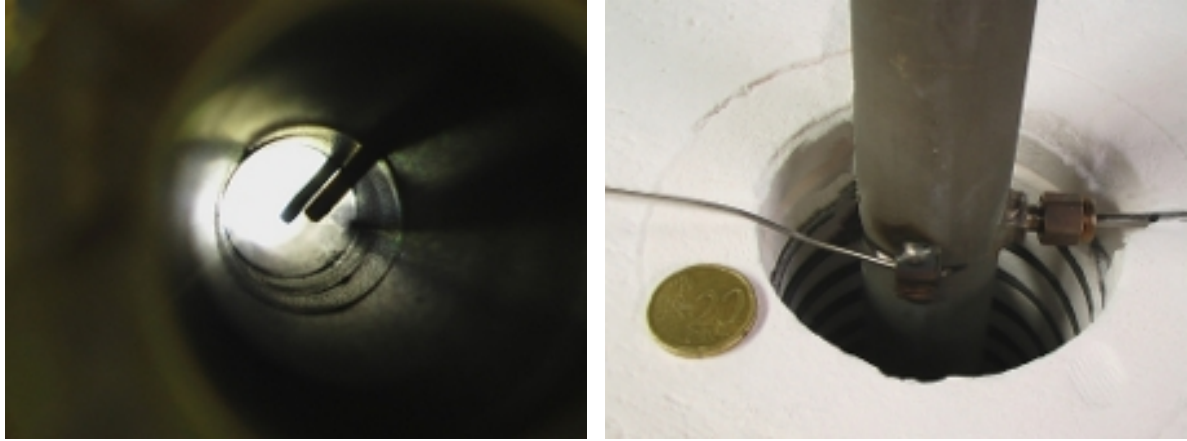
La nourrice est chauffée par 6 thermoplongeurs RCB d'une puissance de chauffe de 1 kW chacun. Ils ont un diamètre extérieur de 16 mm et une longueur de 180 mm. La Figure 5.4(a) permet de visualiser en 3D l'emplacement des thermoplongeurs dans le lit. Deux thermocouples de type K, T_{sleb} et T_{sleh} mesurent respectivement la température de la suspension en partie basse (10 cm du distributeur) et en partie haute de la nourrice (25 cm du distributeur). La mesure en partie basse est transmise à un régulateur PID agissant sur la puissance délivrée par les thermoplongeurs. La mesure en partie haute est une sécurité. Grâce à ce système et au régulateur PID, nous avons gardé constante la température de la suspension dans la nourrice, qui correspond à celle à l'entrée du tube d'échange. Pour notre étude paramétrique, cette température est fixée à 150 °C. Par ailleurs, quelques essais ont été réalisés pour des températures comprises entre 50 et 365 °C pour mieux comprendre son effet sur le comportement thermique de l'échangeur.



(a) Représentation 3D de l'emplacement des thermoplongeurs. (b) Coupe 3D des modules de puissance (fours).

FIGURE 5.4 – Représentation 3D des modules de puissance thermique positionnés sur la maquette.

Le tube de transfert est chauffé à la paroi extérieure par 3 fours électriques identiques (Vertical standards SMU 80, Kanthal). Les caractéristiques de chaque module de chauffe (four) sont les suivantes : longueur totale de 25 cm, diamètre interne de 80 mm, puissance de chauffe de 1,8 kW. Le positionnement des fours sur le tube d'échange est représenté sur la Figure 5.3(b). Notons que la zone effective de chauffe correspond à une hauteur de 20 cm dans la région centrale de chaque four. Ainsi, entre deux modules de chauffe, il existe une distance de 5 cm non chauffée, également visible sur la photographie de la Figure 5.5(b). Sur ce schéma, les zones rouges délimitent les zones couvertes par les résistances et les zones bleues délimitent les bords des modules. Si l'on considère que la zone de transfert correspond à une hauteur de 1 m, la densité de flux théorique transmise par les fours à la surface externe du tube est de 53,4 kW · m⁻². La photographie de la Figure 5.5(b) permet de visualiser le positionnement des thermocouples de mesure de la température de la suspension et de la paroi. La description des sondes de température et de pression fait l'objet de la section suivante.



(a) Positionnement intérieur des thermocouples de suspension (T_{s1} et T_{s2}). (b) Positionnement extérieur des thermocouples de suspension et de paroi aux interstices des fours.

FIGURE 5.5 – Photographies du positionnement des sondes de température de suspension et de paroi.

5.1.2 Métrologie

La maquette est équipée de 3 capteurs de pression représentés sur la Figure 5.3(b). Ils permettent de mesurer :

- La perte de charge totale du gaz à travers le lit fluidisé émetteur (nourrice) (ΔP_{lit}), à l'aide d'un capteur de pression différentielle (0 – 300 mbars). Il permet d'évaluer l'inventaire de solide à partir de la relation (5.1). L'évolution de l'inventaire au cours d'un essai permet d'estimer la stabilité du débit de solide dans le système. Plus l'inventaire de solide est stable, plus le débit de solide traversant le tube chauffé est régulier.

$$\Delta P = \frac{m_p \cdot g}{A_c} \quad (5.1)$$

- La surpression relative du ciel gazeux de la nourrice (P_{ciel}), grâce à un capteur de pression différentielle dont la gamme de mesure est comprise entre 0 et 300 mbars. Cette pression est transmise à un régulateur PID, et comparée à la pression de consigne imposée par l'opérateur. Le régulateur commande alors l'ouverture de la vanne pneumatique placée sur la trémie.
- La perte de charge du gaz sur la zone de chauffe (ΔP_{tube}) par un capteur de pression différentielle (0 – 300 mbars). Il permet d'estimer la masse de solide contenue dans la zone de chauffe et d'en déduire la porosité moyenne de la suspension.

La maquette est équipée de 11 thermocouples de type K, chemisés par une gaine inconel 600 de diamètre 1,5 mm. La position de chaque thermocouple est représentée sur la Figure 5.6. Les thermocouples situés à droite du schéma mesurent la température de la suspension à différentes hauteurs. Les thermocouples situés sur la gauche du schéma mesurent la température de la paroi extérieure du tube. La nomenclature permettant d'identifier les thermocouples est présentée dans le Tableau 5.1.

Les thermocouples placés dans la suspension gaz-solide sont situés au centre du tube. Ils sont protégés par une gaine métallique en acier inoxydable d'un diamètre intérieur de 1,5 mm et d'un diamètre extérieur de 3 mm (doigt de gant).

La température de paroi est mesurée à quatre hauteurs sur le tube :

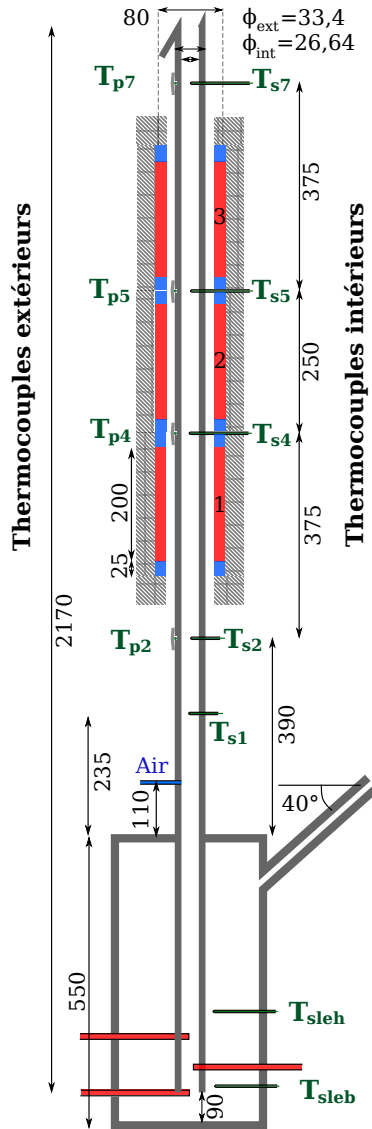


FIGURE 5.6 – Thermocouples.

Nom :	Température de :
T_{sleb}	la suspension à 10 cm au-dessus du distributeur
T_{sleh}	la suspension à 25 cm au-dessus du distributeur
T_{s1}	la suspension à la sortie de la nourrice (à 69,5 cm au-dessus de l'extrémité inférieure du tube)
T_{s2}	la suspension à l'entrée de la zone de transfert (à 85 cm au-dessus de l'extrémité inférieure du tube)
T_{p2}	la paroi à l'entrée de la zone de transfert (à 85 cm au-dessus de l'extrémité inférieure du tube)
T_{s4}	la suspension à l'entrée de la section de mesure du coefficient de transfert thermique (à l'interstice des fours 1 et 2 et à 122,5 cm au-dessus de l'extrémité inférieure du tube)
T_{p4}	la paroi à l'entrée de la section de mesure du coefficient de transfert thermique (à l'interstice des fours 1 et 2 et à 122,5 cm au-dessus de l'extrémité inférieure du tube)
T_{s5}	la suspension à la sortie de la section de mesure du coefficient de transfert thermique (à l'interstice des fours 2 et 3 et à 147,5 cm au-dessus de l'extrémité inférieure du tube)
T_{p5}	la paroi à la sortie de la section de mesure du coefficient de transfert thermique (à l'interstice des fours 2 et 3 et à 147,5 cm au-dessus de l'extrémité inférieure du tube)
T_{s7}	la suspension à la sortie de la zone de transfert (à 185 cm au-dessus de l'extrémité inférieure du tube)
T_{p7}	la paroi à la sortie de la zone de transfert (à 185 cm au-dessus de l'extrémité inférieure du tube)

Tableau 5.1 – Nomenclature associée aux thermocouples.

- à l'entrée de la zone de chauffe T_{p2} ,
- à la sortie de la zone de chauffe T_{p7} ,
- aux deux interstices entre les fours T_{p4} et T_{p5} .

Pour mesurer la température de la paroi extérieure, un sillon du diamètre du thermocouple est creusé dans l'épaisseur du tube. Le thermocouple est inséré dans ce sillon et est maintenu par une plaque métallique soudée sur le tube. Ainsi, le thermocouple est en contact intime avec la masse du tube (Figure 5.5(b)). La Figure 5.7 fournit une représentation schématique du positionnement des thermocouples de suspension et de paroi aux interstices des fours.

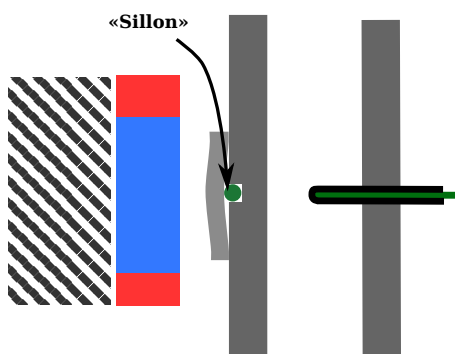


FIGURE 5.7 – Représentation schématique du placement des thermocouples de suspension et de paroi aux interstices des fours (entrée et sortie de la section de mesure).

5.1.3 Protocole expérimental

Le protocole expérimental est divisé par les étapes suivantes :

- Fluidisation du lit émetteur (nourrice) par un débit d'air supérieur au minimum de bullage.
- Chauffage du lit émetteur par les thermoplongeurs jusqu'à la température de consigne.
- Aération du tube d'échange avec le débit d'air retenu.
- Fermeture de la vanne manuelle placée au-dessus du ciel gazeux. La quasi totalité du gaz de fluidisation est alors évacuée par la vanne de régulation. La fermeture progressive de cette dernière conduit à une augmentation de la pression du ciel gazeux du lit émetteur. Le niveau de la suspension dans le tube s'élève jusqu'à ce que le niveau de solide dans le tube d'échange soit proche de celui de la déverse.
- Alimentation électrique des fours. Les fours sont alimentés par une puissance électrique constante, proche de leur valeur nominale. Autrement dit, l'ensemble des essais a été réalisé pour une puissance électrique consommée constante.
- Régulation fine de la pression du ciel à la valeur de consigne par la vanne pneumatique régulée.
- Alimentation en solide de la nourrice par la mise en rotation de la vis sans fin.
- Récupération du solide chauffé.
- Visualisation des températures et des pressions sur le moniteur.

- Enregistrement des températures et des pressions pendant 20 min de régime établi. Ces 20 minutes correspondent à environ 12 fois le temps de séjour moyen des particules dans le tube d'échangeur pour le débit le plus faible étudié, soit environ $30 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$.

À titre d'exemple, nous avons porté sur la Figure 5.8 l'évolution axiale de la température de la suspension et celle de la paroi du tube pour un essai type. Pour cet essai, deux points de mesure ponctuelle de température de la suspension et de la paroi sont également représentés à 1,7 m au-dessus de l'extrémité inférieure du tube d'échange. Ils permettent de mieux appréhender l'évolution de ces températures au plus près de la sortie de la zone de chauffe.

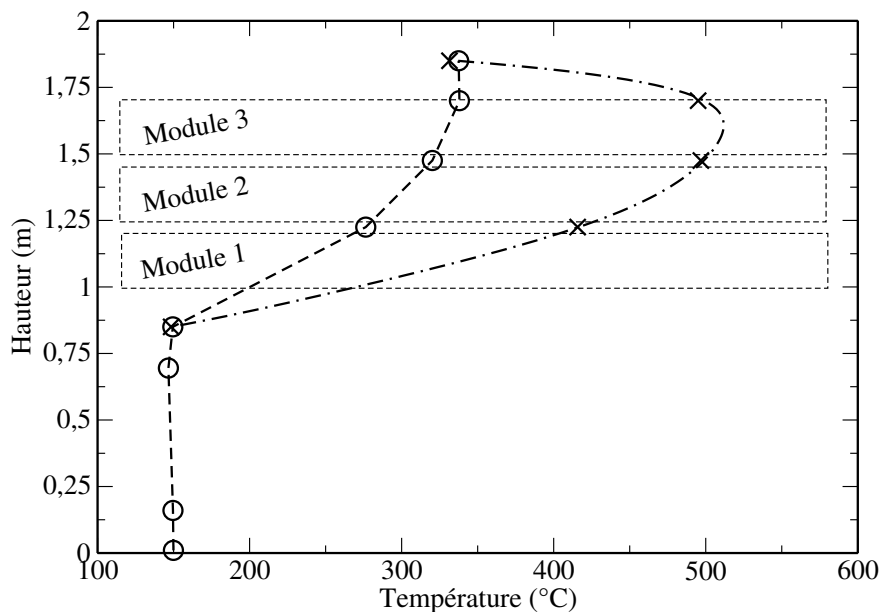


FIGURE 5.8 – Profils axiaux de température de suspension et de paroi : (○) température de suspension, (×) température de paroi : $F_p = 88 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 180 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $T_{sle} = 150 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $Q_f = 3 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ($H = 0$ correspond à la hauteur de l'extrémité inférieure du tube de transfert).

On remarque sur ces profils qu'à 12,5 cm en dessous du niveau le plus bas des résistances, les températures de la suspension (T_{s2}) et celle de la paroi (T_{p2}) sont quasiment identiques. Il en est de même pour les températures T_{s7} et T_{p7} à 12,5 cm au-dessus du niveau le plus haut des résistances des fours. Dès la sortie de la zone de chauffe, l'équilibre thermique entre la suspension et la paroi est très rapidement atteint. Les températures T_{s7} et T_{s2} sont utilisées pour réaliser un bilan thermique sur la zone de chauffe. En ce qui concerne la section de mesure (module 2), le coefficient de transfert thermique paroi-suspension est calculé à partir des mesures de températures T_{s4} et T_{p4} à l'entrée, et T_{s5} et T_{p5} à la sortie. Le flux de chaleur transmis à la suspension sur cette section de mesure est donné par l'équation (5.7), où $T_{s,entree} = T_{s4}$ et $T_{s,sortie} = T_{s5}$.

5.2 Étude hydrodynamique à température ambiante de la maquette chaude

Dans l'objectif de vérifier que les conclusions extraites de l'étude hydrodynamique de la maquette froide sont applicables à ce nouveau dispositif expérimental, trois séries d'essais ont été réalisées. Elles concernent :

- l'effet de l'aération sur la stabilité hydrodynamique de l'écoulement,

- l'effet du débit de solide sur la pression motrice de l'écoulement,
- la caractérisation du comportement de la phase gazeuse par le traçage à l'hélium.

5.2.1 Effet de l'aération sur la stabilité hydrodynamique

L'effet du débit d'aération sur la stabilité du système est caractérisé par la mesure temporelle des fluctuations de l'inventaire du lit émetteur en régime permanent, en fonction du débit d'aération.

Les conditions opératoires utilisées pour cette étude sont reportées dans le Tableau 5.2.

Tableau 5.2 – Conditions opératoires utilisées pour l'étude de l'effet du débit d'aération.

Q_g [NL · h ⁻¹]	Q_{ae} [NL · h ⁻¹]	F_p [kg · h ⁻¹]	T_{sle} [°C]
3	0-210	84	20

La Figure 5.9(a) trace l'évolution des fluctuations de perte de charge de la nourrice sur une période de 1000 s du régime établi, et pour deux valeurs du débit d'aération éloignées : $Q_{ae} = 30 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ et $Q_{ae} = 180 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$. L'inventaire correspondant est reporté sur l'axe secondaire des ordonnées. L'étude de ces fluctuations de l'inventaire solide de la nourrice sur la durée totale du régime établi et pour l'ensemble des débits d'aération testés, permet de tracer la Figure 5.9(b) donnant les fluctuations de l'inventaire solide de la nourrice en fonction du débit d'aération. Sur cette figure, l'étendue de l'inventaire présente l'écart entre les valeurs maximale et minimale de l'inventaire, une fois le régime établi atteint. Cette évolution est similaire à celle obtenue sur la maquette froide. L'étendue diminue fortement avec l'augmentation de la vitesse d'aération, puis atteint un palier pour une vitesse d'aération de $5 \cdot U_{mb}$. Ces résultats permettent de confirmer que l'aération améliore de façon importante la stabilité du débit de solide pour des valeurs supérieures à $80 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$. Ce débit correspond à environ 5 fois la vitesse minimale de bullage soit environ $4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$. Au delà de cette valeur, l'opération peut être considérée comme très stable. Le débit d'aération optimal est inférieur à celui observé sur la maquette froide de $150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$. Cependant, en se basant sur le débit massique surfacique exprimé en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, les valeurs obtenues sont strictement identiques. Ce débit optimal d'aération est de $5,8 \cdot 10^{-2} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Comme sur la maquette froide, la Figure 5.10 montre que l'augmentation du débit d'aération conduit à une réduction significative de la pression motrice de l'écoulement.

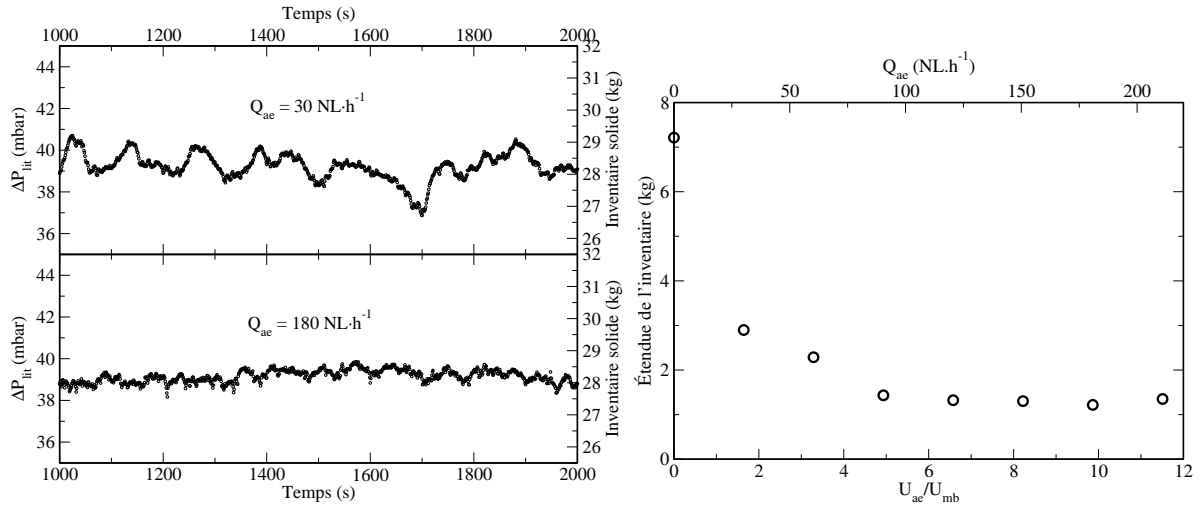
Notons que la pression motrice inclut à la fois la pression hydrostatique et les pertes de charge dues aux frottements particules-paroi. Afin d'évaluer cette dernière contribution, nous avons réalisé les essais présentés ci-après.

5.2.2 Perte de charge par frottement particules-paroi

Les essais de traçage de la phase gaz à l'hélium réalisés sur la maquette froide ont montré que le débit de solide n'a aucun effet sur la porosité de la suspension dans le tube d'échange. Par conséquent, le débit de solide n'agit que sur le frottement particule-paroi dans le tube.

Dans le but de caractériser la contribution du frottement particules-paroi sur la perte de charge, nous avons étudié l'effet du débit de solide entre 0 et $65 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, en gardant constant le débit d'aération (Tableau 5.3).

Le graphique de la Figure 5.11 compare l'évolution de la pression motrice en fonction du débit de solide mesurée sur les deux maquettes : «chaude» et «froide».



(a) Effet du débit d'aération sur les fluctuations de perte de charge du lit. Les fluctuations de l'inventaire correspondantes sont reportées sur l'axe des ordonnées secondaires. (b) Effet du débit d'aération sur l'étendue des variations de l'inventaire de solide de la nourrice.

FIGURE 5.9 – Effet du débit d'aération sur la stabilité de l'écoulement du solide dans le tube d'échange, par la mesure des fluctuations de l'inventaire de solide.

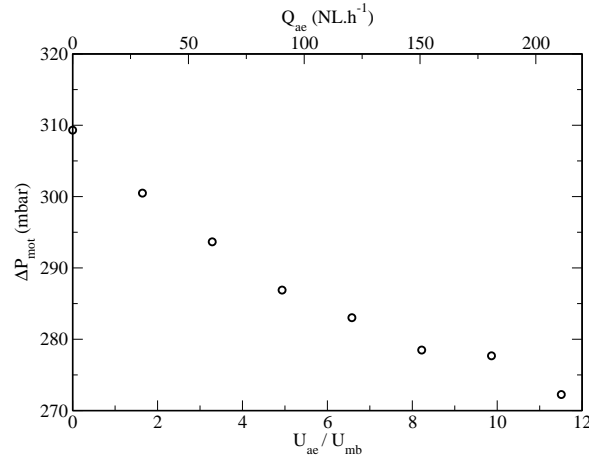


FIGURE 5.10 – Évolution de la pression motrice nécessaire au transport de la suspension dans le tube d'échange avec l'augmentation du débit d'aération, pour $F_p = 84 \text{ kg}\cdot\text{h}^{-1}$.

Tableau 5.3 – Conditions opératoires utilisées pour l'étude de l'effet du débit de solide sur la pression motrice.

Q_f [$\text{NL}\cdot\text{h}^{-1}$]	Q_{ae} [$\text{NL}\cdot\text{h}^{-1}$]	F_p [$\text{kg}\cdot\text{h}^{-1}$]	T_{sle} [$^{\circ}\text{C}$]
3	120	50-130	20

L'augmentation quasi linéaire de la pression motrice en fonction du débit de solide est uniquement imputable aux frottements particules-paroi. Les droites présentées sur la Figure 5.11 ont la même ordonnée à l'origine, ce qui signifie que les pressions hydrostatiques à débit nul de solide sont identiques pour les deux maquettes, sachant que la vitesse d'aération utilisée sur chaque maquette est identique et vaut $U_{ae} = 5,3 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$. La pente de droite observée pour la maquette chaude est plus importante que celle obtenue pour la maquette froide, ce qui signifie que les frottements particules-paroi dépendent de la nature de la paroi. Le tube APM en acier crée une perte de charge par frottement particules-paroi plus importante que les tubes en PVC. Toutefois, cette perte de charge par frottement reste faible par rapport à la pression hydrostatique. Elle est d'environ 16 mbars pour un débit massique surfacique de $42 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ de solide ($F_p = 84 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$).

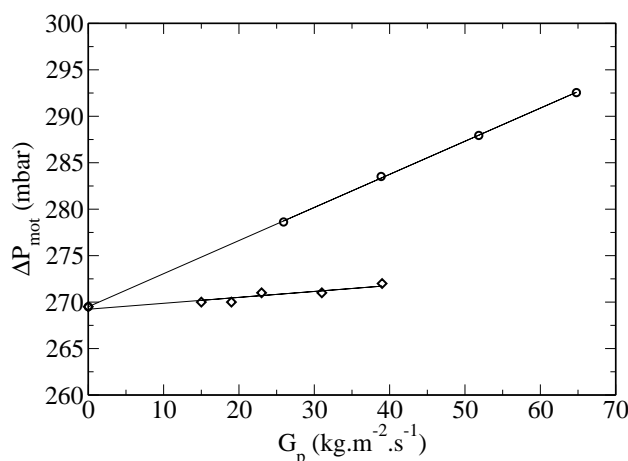


FIGURE 5.11 – Évolution de la pression motrice de l'écoulement en fonction du débit massique surfacique de solide à température ambiante sur les deux maquettes construites : (○) maquette «chaude», (◇) maquette «froide» ($U_{ae} = 5,3 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$).

À partir de ces résultats, il est possible de déterminer la pression hydrostatique ΔP_{hydro} en soustrayant la perte de charge par frottement particules-paroi à la perte de charge mesurée et d'en déduire la porosité moyenne à partir de l'équation (5.2).

$$\varepsilon = 1 - \frac{\Delta P_{hydro}}{\rho_p \cdot g \cdot L} \quad (5.2)$$

Cette correction est appliquée aux résultats présentés sur la Figure 5.12(a). Les Figures 5.12(a) et 5.12(b) représentent l'influence du débit d'aération sur la pression hydrostatique et sur la porosité de la suspension. On remarque que pour un débit nul d'aération, la porosité moyenne de la suspension est très proche de la porosité au minimum de fluidisation ($\varepsilon_g = 0,57$), ce qui correspond aux conclusions extraites du traçage à l'hélium de la phase gaz : la vitesse de glissement à l'entrée du tube de transfert est égale à la vitesse minimale de fluidisation.

5.2.3 Traçage à l'hélium de la phase gaz à température ambiante

Le protocole expérimental du traçage à l'hélium de la phase gaz est rigoureusement identique à celui décrit dans la Section 3.1.3, lors de l'étude hydrodynamique en maquette «froide». Un débit d'hélium est injecté dans un mélangeur alimenté par le débit d'aération. La sortie du mélangeur est connectée à l'orifice d'aération du tube d'échange. Préablement à l'analyse du gaz en sortie de l'échangeur, l'analyse du gaz au niveau de l'injection est effectuée, dans les mêmes conditions que celles de l'étude (Q_{He} et Q_{ae}). Elle permet de déterminer le temps de réponse de l'analyseur

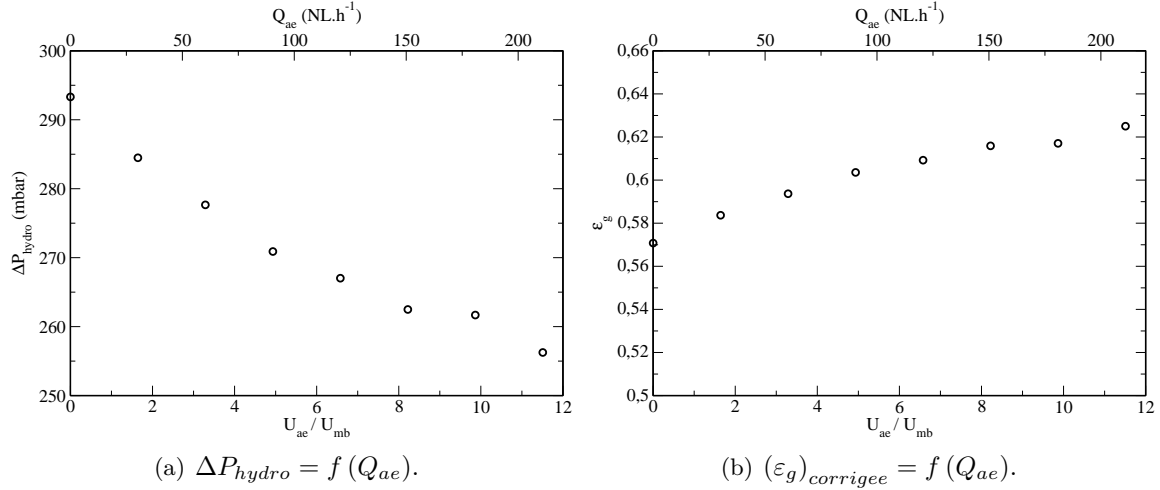


FIGURE 5.12 – Évolution de la pression hydrostatique et de la porosité corrigée de la suspension dans le tube d'échange avec l'augmentation du débit d'aération ($F_p = 84 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$).

d'hélium. Le mélange en sortie de l'échangeur est analysé par une sonde placée au niveau de la surface libre du solide dans le tube d'échange (niveau de la déverse).

L'objectif n'est pas ici de faire une étude complète, mais de vérifier les principales conclusions établies sur la maquette froide. Ainsi, le traçage a été effectué sur un cas de référence, dont les conditions opératoires sont rappelées dans le Tableau 5.4.

Tableau 5.4 – Conditions opératoires utilisées pour le traçage à l'hélium de la phase gaz à température ambiante sur la maquette chaude.

Q_f [NL · h ⁻¹]	Q_{ae} [NL · h ⁻¹]	F_p [kg · h ⁻¹]	T_{sle} [°C]
3	120	52	20

Des essais préliminaires ont démontré qu'aucune fraction de l'hélium injecté dans le tube d'échange n'est détectée dans la nourrice. La totalité de l'hélium dilué est donc évacuée par l'extrémité haute du tube. La fraction volumique d'hélium mesurée sur le palier de l'évolution temporelle de cette grandeur (régime établi) a permis de déterminer le débit volumique total d'air traversant le tube, provenant de la nourrice et de l'aération du tube (voir Section 3.1.3). Connaissant le débit d'aération, nous avons déduit le débit d'air provenant de la nourrice. Il est de $47,8 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, ce qui correspond à un débit compris entre les conditions du minimum de fluidisation et du minimum de bullage à l'entrée du tube d'échange. Les conditions de fluidisation à l'entrée du tube sont donc identiques à celles obtenues sur la maquette froide.

Le traçage à l'hélium permet de déterminer les différents temps caractérisant la distribution des temps de séjour (DTS) de la phase gaz dans le tube d'échange. Ces temps caractéristiques sont présentés dans la Section 3.1.3. Ils sont déterminés à partir des profils de fraction volumique normée d'hélium par rapport à sa valeur sur le palier, mesurés au niveau de l'injection (aération) dans le tube d'une part, et en sortie du tube d'échange d'autre part. Ces signaux sont représentés sur la Figure 5.13.

La Figure 5.14 représente un agrandissement de 200 s d'enregistrement de la Figure 5.13 à l'endroit de l'échelon ascendant (Figure 5.14(a)) et de l'échelon descendant (Figure 5.14(b)). Ces profils permettent d'extraire les temps caractéristiques suivants, pour les signaux d'entrée et de sortie :

- t_0 , la durée à partir de laquelle de l'hélium est détecté; t_{10} , t_{25} , t_{50} , t_{75} et t_{90} , les durées nécessaires pour détecter respectivement 10, 25, 50, 75 et 90 % de la fraction volumique d'hélium du palier (Tableau 5.5).

- Le temps de détection t_d de l'hélium est défini par la durée qui sépare t_0 du signal d'entrée et t_0 du signal de sortie ($t_d = t_{0,sortie} - t_{0,entree}$).
- Le temps de séjour moyen t_s est défini par la durée séparant $t_{50,entree}$ et $t_{50,sortie}$. Enfin, le temps adimensionnel de dispersion du signal d'entrée est défini par l'équation (5.3).

$$\overline{t_E} = \frac{(t_{75} - t_{25})_{sortie}}{(t_{75} - t_{25})_{entree}} \quad (5.3)$$

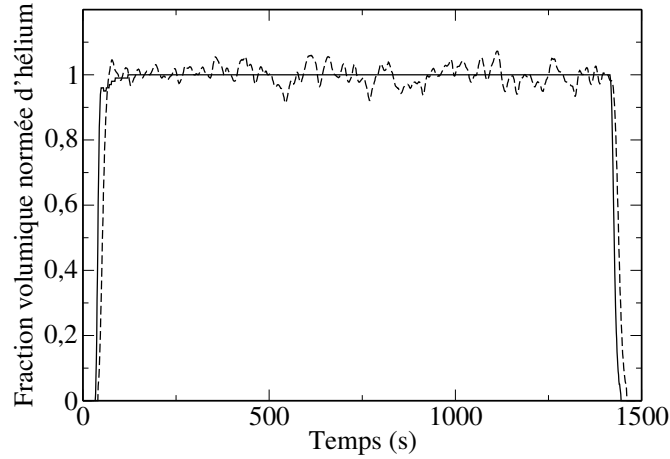


FIGURE 5.13 – Profil temporel de la fraction volumique d'hélium normée par la fraction volumique de palier : (—) signal d'entrée, (---) signal de sortie.

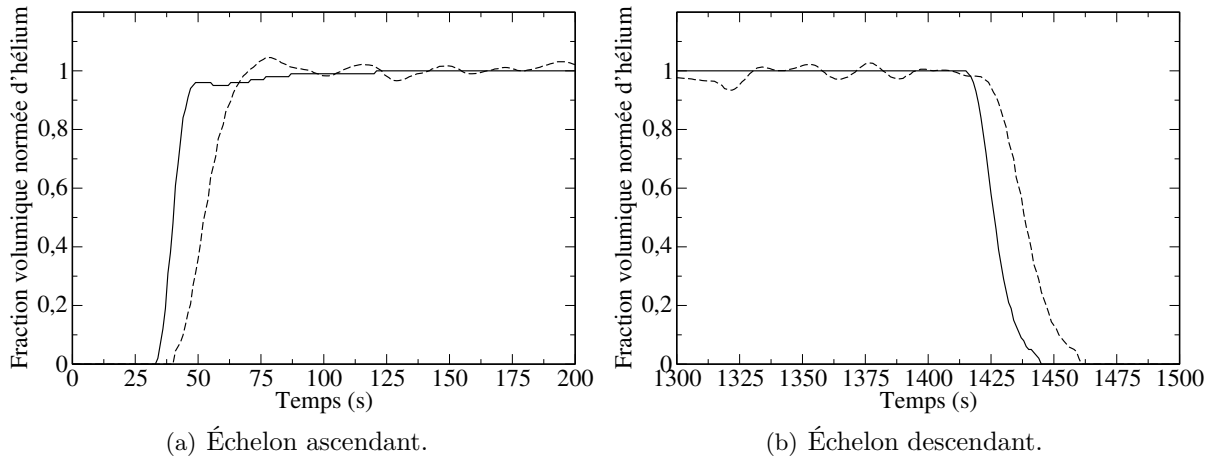


FIGURE 5.14 – Comparaison des profils temporels de fraction volumique d'hélium entre l'injection au niveau de l'aération et la détection en sortie : (—) signal d'entrée, (---) signal de sortie.

Le Tableau 5.6 regroupe les temps caractéristiques, pour le cas de l'échelon ascendant et de l'échelon descendant.

À partir de ces temps caractéristiques, il est intéressant de comparer :

- le temps de détection t_d avec le temps d'ascension d'un piston t_b ,
- le temps de séjour $t_s = t_{50,sortie} - t_{50,entree}$ avec le temps de remplissage de la colonne $t_{s,fill}$ défini par l'équation (5.4), pour lequel la porosité de la suspension est considérée.

$$t_{s,fill} = \frac{L_c \cdot A_c \cdot \varepsilon_g}{Q_{g,tot}} \quad (5.4)$$

Tableau 5.5 – Temps de détection obtenus par le traçage à l'hélium de la phase gaz.

	Signal d'entrée		Signal de sortie	
	échelon ascendant	échelon descendant	échelon ascendant	échelon descendant
t_0	33,27	33,55	40,0	39,0
t_{10}	35,85	40,09	44,04	47,59
t_{25}	37,21	42,77	48,21	52,29
t_{50}	40,06	46,06	52,90	58,81
t_{75}	43,68	51,24	57,20	64,91
t_{90}	46,09	56,81	63,10	71,98

Tableau 5.6 – Temps caractéristiques du comportement de la phase gaz obtenus par traçage à l'hélium.

	échelon ascendant	échelon descendant
t_d	6,7	5,5
t_s	12,8	12,8
$\overline{t_E}$	1,4	1,5

où L_c est la longueur de colonne entre l'orifice de l'aération et la déverse, A_c est l'aire de la section droite intérieure de la colonne, ε_g est la porosité moyenne de la suspension et $Q_{g,tot}$ est le débit volumique total de gaz dans le tube d'échange.

La vitesse d'un piston est calculée à partir de la relation (5.5), où $U_{b\infty}$ est donnée par l'équation (5.6). Cette vitesse correspond à un temps d'ascension de 6,3 s. Le temps de détection de l'hélium à partir de l'échelon ascendant est de 6,73 s. Il est très proche du temps d'ascension d'un piston.

$$U_b = U_g - U_{mb} + U_{b\infty} \quad (5.5)$$

$$U_{b\infty} = 0,35 \cdot \sqrt{g \cdot D_c} \quad (5.6)$$

Par ailleurs, le temps de séjour moyen estimé par le traçage de la phase gaz à l'hélium de 12,8 s est comparable au temps de remplissage de 12,5 s (Équation (5.4)). Ces résultats montrent la faible dispersion axiale du gaz dans le tube, soit un écoulement de type piston.

De plus, la faible valeur du temps caractéristique de dispersion $\overline{t_E}$ du signal pour l'échelon ascendant (1,39 s) confirme de nouveau que le comportement du gaz dans le système est proche de l'écoulement piston avec une légère dispersion axiale. La différence de comportement observée sur les deux maquettes «froide» et «chaude» montre l'importance du diamètre intérieur du tube sur le comportement de la phase gaz dans le tube d'échange (26,64 mm pour la maquette chaude contre 34 mm pour la maquette froide).

Ces essais à température ambiante ont permis de démontrer que le comportement hydrodynamique (stabilité, régime de fluidisation, ...) est identique à celui de la maquette «froide».

5.3 Estimation du coefficient de transfert thermique entre la paroi et la suspension

Le positionnement des thermocouples présenté Section 5.1.2 permet de déterminer le coefficient d'échange paroi-suspension, car il rend possible les mesures simultanées du flux transféré à la suspension et de l'écart moyen de température entre la paroi et la suspension.

5.3.1 Méthode de détermination du coefficient de transfert thermique entre la paroi et la suspension

La détermination du coefficient de transfert thermique paroi-suspension s'appuie sur les hypothèses suivantes :

- La température de la suspension est considérée uniforme sur une section du tube.
- Le flux de chaleur transféré à la suspension est également considéré uniforme sur la tranche de tube considérée.
- L'écart moyen de température entre la suspension et la paroi est pris égal à l'écart de température en moyenne logarithmique.

Le flux de chaleur Φ transféré à la suspension sur une tranche de tube est donné par l'équation (5.7).

$$\Phi = F_p \cdot c_{p,p} \cdot (T_{s,sortie} - T_{s,entree}) + F_g \cdot c_{p,g} \cdot (T_{s,sortie} - T_{s,entree}) \quad (5.7)$$

où F_p est le débit massique de solide, F_g est le débit massique de gaz, $c_{p,p}$ la chaleur massique du solide et $c_{p,g}$ la chaleur massique du gaz.

Le produit $F_p \cdot c_{p,p}$ est très supérieur au produit $F_g \cdot c_{p,g}$, par conséquent, le second terme de l'équation peut être négligé.

Les thermocouples permettant de mesurer le flux de chaleur transféré à la suspension sont les thermocouples T_{s4} et T_{s5} sur une distance de 25 cm dans la zone centrale du transfert (section de mesure), ainsi que les thermocouples T_{s2} et T_{s7} sur une distance de 1 m (zone de chauffe). Sur cette distance, nous savons que la puissance transférée au tube est la puissance totale des fours, ce qui nous permet de définir un rendement thermique global de l'installation.

La relation entre le flux transféré à la suspension Φ , le coefficient de transfert thermique h et l'écart de température entre la suspension et la paroi en moyenne logarithmique ΔT_{ml} est donnée par l'équation (5.8).

$$\Phi = h \cdot A \cdot \Delta T_{ml} \quad (5.8)$$

La moyenne logarithmique de l'écart de température entre la surface interne de la paroi et la suspension est donnée par l'équation (5.9).

$$\Delta T_{ml} = \frac{(T_{p,entree}^{int} - T_{s,entree}) - (T_{p,sortie}^{int} - T_{s,sortie})}{\ln \frac{(T_{p,entree}^{int} - T_{s,entree})}{(T_{p,sortie}^{int} - T_{s,sortie})}} \quad (5.9)$$

La température de la surface interne de paroi T_p^{int} est calculée à partir de :

- la température de la surface externe de paroi mesurée par les thermocouples de paroi T_p^{ext} ,

- la conductivité du matériau constitutif du tube récepteur λ ,
- le flux de chaleur Φ ,
- les propriétés géométriques du tube ($D_{c,ext}/D_{c,int}$, la longueur $L_{exposee}$ de tube exposée au flux Φ),

et en utilisant l'équation de conduction de la chaleur dans la paroi (Équation (5.10)) :

$$T_p^{int} = T_p^{ext} - \frac{\Phi}{2 \cdot \Pi \cdot \lambda \cdot L_{exposee}} \cdot \ln \left(\frac{D_{c,ext}}{D_{c,int}} \right) \quad (5.10)$$

5.3.2 Estimation du coefficient de transfert thermique par refroidissement de la suspension

Les expériences présentées dans ce paragraphe permettent de s'affranchir de l'effet du rayonnement des fours sur les températures mesurées, et de réaliser une première estimation du coefficient de transfert thermique suspension-paroi.

Pour cette série d'expériences, les fours sont éteints et la suspension dans la nourrice est préchauffée à une température de consigne par les thermoplongeurs. Le solide est mis en circulation dans le tube. En régime établi, lorsque les températures mesurées sur le tube deviennent indépendantes du temps, la moyenne de chaque température est calculée sur 30 minutes de fonctionnement. Le transfert thermique se fait donc de la suspension vers la paroi, à son tour refroidie par convection naturelle.

Les conditions opératoires des deux essais réalisés sont présentées dans le Tableau 5.7.

Tableau 5.7 – Conditions opératoires des essais de refroidissement de la suspension.

Essai n°	F_p [kg · h ⁻¹]	Q_{ae} [NL · h ⁻¹]	Q_f [Nm ³ · h ⁻¹]	T_{sle} [°C]	P_{fours} [W]
1	32	150	3	250	0
2				365	

Le Tableau 5.8 regroupe l'ensemble des valeurs moyennes de température mesurées au cours des 30 minutes de régime établi, pour chacun de ces deux essais. Pour ces essais, la densité de flux thermique évacué peut être considérée homogène sur l'ensemble du tube. Les thermocouples utilisés pour la détermination de l'écart moyen logarithmique de température entre la suspension et la paroi ΔT_{ml} , du flux thermique soustrait à la suspension Φ et du coefficient de transfert thermique suspension-paroi h , sont les thermocouples T_{s2} , T_{p2} , T_{s7} et T_{p7} . Toutes ces données sont présentées dans les colonnes grisées du Tableau 5.8

Tableau 5.8 – Température moyenne par thermocouple pour les essais de refroidissement de la suspension : h est en [W · m⁻² · K⁻¹], F_p est en [kg · h⁻¹] et Q_{ae} est en [NL · h⁻¹].

F_p	Q_{ae}	T_{sleb} [°C]	T_{sleh} [°C]	T_{s1} [°C]	T_{s2} [°C]	T_{s4} [°C]	T_{s5} [°C]	T_{s7} [°C]	T_{p2} [°C]	T_{p4} [°C]	T_{p5} [°C]	T_{p7} [°C]	ΔT_{ml} [°C]	Φ [W]	h
32	150	250	249	245	242	235	230	224	236	229	223	218	-5,9	-153	310
32	150	365	364	352	348	340	335	327	342	331	326	317	-7,1	-203	340

Les Figures 5.15(a) et 5.15(b) présentent les profils axiaux de température de paroi et de suspension pour deux températures du lit émetteur (nourrice), respectivement de 250 °C et de 365 °C.

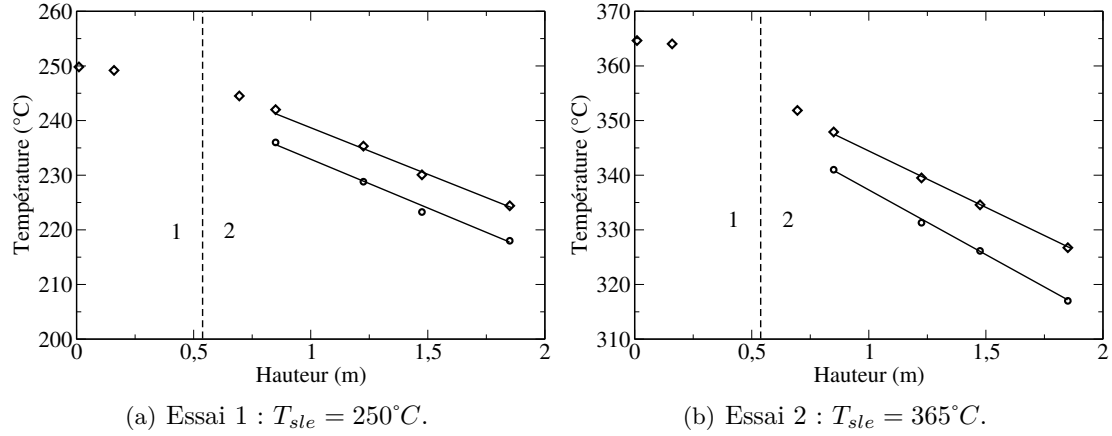


FIGURE 5.15 – Profils axiaux de température de paroi extérieure et de suspension : (\diamond) température de la suspension, (\circ) température de paroi ((1) lit émetteur, (2) tube d'échange). $H = 0$ correspond à la hauteur de l'extrémité inférieure du tube d'échange.

La chute des températures mesurées avec la hauteur est le résultat du refroidissement de la suspension au cours de son ascension dans le tube au contact de la paroi froide.

Le flux de chaleur transféré de la suspension vers l'air ambiant peut être évalué par un bilan thermique sur la suspension traversant le segment du tube délimité par les thermocouples T_{s2} et T_{s7} . Connaissant les valeurs de la température à l'entrée (T_{s2}) et à la sortie (T_{s7}) de ce segment, ainsi que le débit massique de solide, le flux thermique perdu par la suspension P_1 s'exprime par l'équation (5.11).

$$P = F_p \cdot c_{p,p} \cdot (T_{s2} - T_{s7}) \quad (5.11)$$

Notons que les valeurs de flux ainsi déterminées sont proches de celles calculées en supposant que le refroidissement de la suspension se fait par convection naturelle à la paroi (Équation (5.12)).

$$P_{CN} = h_{CN} \cdot \Delta T \cdot \pi \cdot D_{c,ext} \cdot H \quad (5.12)$$

où h_{cn} est le coefficient de transfert par convection naturelle entre l'air et la surface externe du tube. Il est estimé par la relation (5.13) (convection naturelle à la surface d'un cylindre vertical d'une hauteur supérieure à 30 cm (Eyglunent [59])). H et $D_{c,ext}$ représentent la hauteur et le diamètre externe du tube.

$$h_{CN} = 1,78 \cdot |\Delta T|^{0,25} \quad (5.13)$$

ΔT est l'écart de température entre la température moyenne de la paroi et l'air ambiant ($T_a = 15^\circ\text{C}$).

Les valeurs relativement proches de P et P_{CN} (Tableau 5.9) montrent bien que le refroidissement du tube se fait par convection naturelle.

Concernant le coefficient de transfert suspension-paroi h à l'intérieur du tube de transfert, il peut être calculé par la relation (5.14).

$$h = \frac{P}{\pi \cdot D_{c,int} \cdot H \cdot \Delta T_{ml}} \quad (5.14)$$

Tableau 5.9 – Calcul du flux thermique P dissipé sur 1 m de tube par chaque technique.

Essai n°	P	P_{CN}
1	-153,6	-156,2
2	-202,6	-254,8

où ΔT_{ml} est l'écart de température entre la suspension et la paroi en moyenne logarithmique sur la hauteur H de 1 m entre les thermocouples T_{s2} et T_{s7} .

Les coefficients de transfert thermique suspension-paroi pour les deux essais réalisés sont reportés Tableau 5.10.

Tableau 5.10 – Coefficients de transfert thermique suspension-paroi.

essai n°	h [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$]
1	309,9
2	340,0

La valeur estimée du coefficient de transfert est de $310 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ pour une température d'entrée de la suspension dans le tube d'échange de 250°C , et de $340 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ pour une température d'entrée de 365°C . L'augmentation de la température de la suspension s'accompagne d'une augmentation du coefficient de transfert mesuré.

Afin de démontrer la stabilité thermique et hydrodynamique de notre dispositif expérimental, l'ensemble des résultats exploitables au cours d'un essai type en température est présenté.

5.3.3 Présentation d'un essai de référence

Le point de fonctionnement étudié correspond aux conditions opératoires présentées dans le Tableau 5.11.

Tableau 5.11 – Conditions opératoires du cas de référence.

F_p [$\text{kg} \cdot \text{h}^{-1}$]	Q_{ae} [$\text{NL} \cdot \text{h}^{-1}$]	Q_f [$\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$]	T_{sle} [$^\circ\text{C}$]	P_{fours} [W]
88	180	3	150	5600

Les valeurs de température mesurées sont moyennées sur 20 minutes de fonctionnement en régime établi et sont reportées dans le Tableau 5.12. La première ligne correspond aux noms des thermocouples.

La Figure 5.16 présente l'évolution de l'inventaire solide de la nourrice au cours de l'essai. La stabilité de l'inventaire est le témoin de la stabilité du débit de solide en sortie du tube d'échangeur. Cette preuve est confirmée par l'observation visuelle d'un débit continu de solide au niveau de la déverse d'une part, et par la mesure directe du débit de solide en sortie d'autre part.

Par ailleurs, la variation de la masse du lit entre le début et la fin du régime permanent est déterminée afin de calculer l'écart entre le débit de solide fourni par la vis (consigne de $84 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$) et le débit moyen effectif sur la période de mesure des températures. La variation de la masse du lit observable sur la Figure 5.16 entre $t = 0 \text{ s}$ et $t = 1200 \text{ s}$ est d'environ $1,2 \text{ kg}$. Le débit effectif de solide sur la période du régime établi est donc $F_p = 84 + 1,2 \times 3 = 87,6 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$. Cette méthode de correction du débit de solide par rapport à la valeur de consigne est appliquée à l'ensemble des essais réalisés dans notre étude.

Dans l'objectif de vérifier la cohérence des températures de suspension mesurées, il est possible de déterminer le rendement thermique global de l'échangeur. Il se définit comme le rapport de

Tableau 5.12 – Températures moyennes mesurées pour l’essai de référence.

T_{sleb}	T_{sleh}	T_{s1}	T_{s2}	T_{s4}	T_{s5}	T_{s7}	T_{p2}	T_{p4}	T_{p5}	T_{p7}
150	150	147	150	276	320	337	148	416	497	331

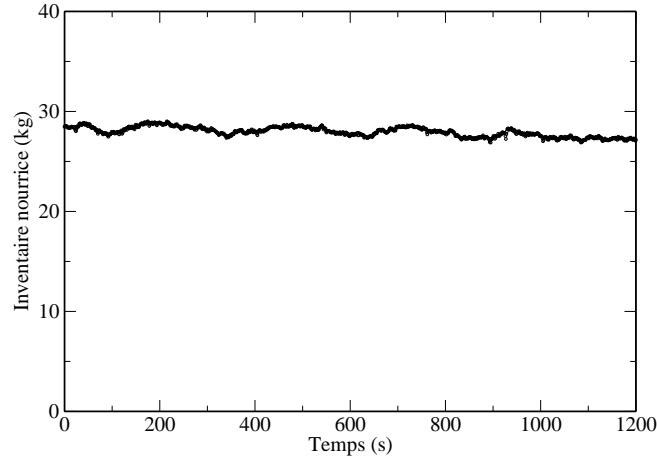


FIGURE 5.16 – Évolution temporelle de l’inventaire solide du lit fluidisé émetteur.

la puissance transmise à la suspension dans la zone de chauffe et de la puissance délivrée par les fours (Équation (5.15)). P_{fours} est la somme de la puissance de chaque four.

$$\eta = \frac{\Phi}{P_{fours}} = \frac{F_p \cdot c_p \cdot (T_{s7} - T_{s2})}{P_{fours}} \quad (5.15)$$

Le rendement thermique global pour cet essai de référence est de 88 %. Ce rendement thermique est cohérent au regard de l’isolation thermique de l’échangeur. La variation de température $T_{s7} - T_{s2}$ est donc cohérente. Les principales pertes thermiques peuvent être attribuées à la conduction le long du tube d’échange, à l’échange de la suspension vers la paroi en partie supérieure, là où le tube n’est plus chauffé, ainsi qu’à la cheminée nécessaire au refroidissement des contacts électriques.

La Figure 5.17(a) présente les profils temporels de température de suspension et de paroi dans la section de mesure (interstices des fours). Plusieurs constats sont alors possibles :

- Les températures de suspension et de paroi oscillent autour d’une valeur moyenne constante au cours de l’essai.
- La température de paroi est affectée par les fluctuations de température de la suspension dans le tube.
- La température de la suspension fluctue à l’intérieur d’un intervalle d’environ 40 °C. Ces fluctuations de température de suspension donnent une indication de l’agitation de la suspension à l’intérieur du tube d’échange. Le contact entre les thermocouples et les particules solides plus chaudes provenant de la partie supérieure ou de la région en proche paroi est certainement responsable des augmentations brutales de température.

Afin de confirmer l’influence de l’hydrodynamique sur la température de la suspension mesurée, nous avons reporté sur la même Figure 5.17(b) :

- les fluctuations de perte de charge mesurées entre l’entrée et la sortie de la zone de chauffe (ΔP_{tube}),

- de la température de la suspension mesurée à 10 cm de l'entrée de la zone de chauffe (T_{s2}).

Sur cette figure, on remarque qu'une variation marquée de ΔP_{tube} est couplée à une augmentation de la température de la suspension mesurée à l'entrée de la zone de chauffe ($t = 760$ s et $t = 925$ s). La température y est temporairement supérieure à la température de consigne (150°C) imposée à l'entrée de la zone de transfert par la nourrice. Cette augmentation de température est donc le résultat de la mise en contact du thermocouple T_{s2} avec du solide plus chaud provenant de la zone de transfert, suite à l'agitation générée par le passage des pistons. L'hypothèse d'une recirculation du solide dans l'échangeur n'est donc pas à écarter, particulièrement dans le cas de fortes aérations et de débits de particules solides modérés.

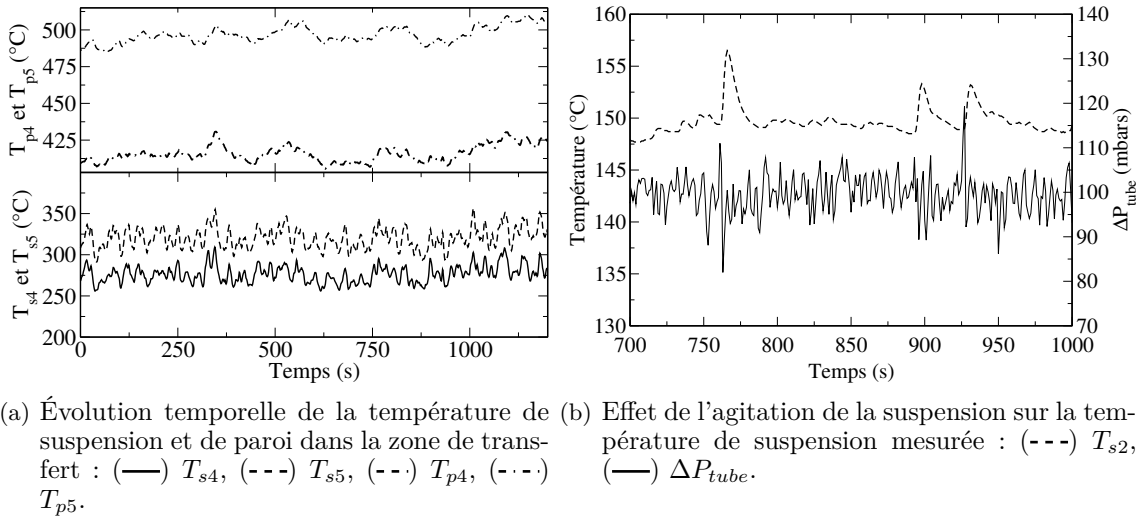


FIGURE 5.17 – Étude des profils temporels de température et du couplage entre agitation particulaire et mesure de température.

Comme précédemment présenté, le coefficient de transfert thermique suspension-paroi déterminé pour cet essai à partir des thermocouples T_{s4} , T_{s5} , T_{p4} et T_{p5} est de $364 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

5.3.4 Effet du débit d'aération

L'aération joue un rôle majeur sur le comportement hydrodynamique de la suspension dans le tube. Son rôle est presque identique à celui de la vitesse de l'air de fluidisation dans le cas d'un lit fluidisé classique. Or, dans le cas des lits fluidisés classiques, la littérature nous apprend que dès que l'on dépasse la vitesse minimale de fluidisation, le coefficient de transfert augmente fortement jusqu'à une vitesse optimale du gaz (Figure 4.3(b)). Pour des particules de la classe A ou B de la classification de Geldart, cette augmentation est le résultat d'un renouvellement plus important des paquets de particules à la paroi, provoqué par les bulles. La constance, ou la légère diminution du coefficient de transfert observé au-delà de la vitesse de fluidisation optimale est attribuée à l'expansion de la couche fluidisée, qui se traduit par une réduction du contact entre les particules et la paroi. Ce phénomène réduit à son tour l'échange thermique suspension-paroi.

5.3.4.1 Résultats expérimentaux

Les conditions opératoires de l'étude sont présentées Tableau 5.13.

Pour un flux total de chaleur imposé de 5600 W sur une longueur de 1 m du tube d'échange, et pour un débit de solide de $84 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ ($42 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), nous avons fait varier le débit

Tableau 5.13 – Conditions opératoires pour l'étude de l'effet du débit d'aération sur le transfert thermique en paroi.

F_p [kg · h ⁻¹]	Q_{ae} [NL · h ⁻¹]	Q_f [Nm ³ · h ⁻¹]	T_{sle} [°C]	P_{fours} [W]
84	30-300	3	150	5600

d'aération entre 30 et 300 NL · h⁻¹. Les valeurs de température mesurées sont moyennées sur 20 minutes de fonctionnement en régime établi, et sont reportées dans le Tableau 5.14. Les colonnes grisées du Tableau 5.14 correspondent pour la section de mesure aux valeurs mesurées (T_{s4} , T_{s5} , T_{p4} , T_{p5}) et calculées : ΔT_{ml} l'écart de température moyen logarithmique suspension-paroi, Φ le flux de chaleur absorbé par la suspension et h le coefficient de transfert suspension-paroi.

 Tableau 5.14 – Température moyenne par thermocouple pour l'effet du débit d'aération : h est en [W · m⁻² · K⁻¹], F_p est en [kg · h⁻¹], Q_{ae} est en [NL · h⁻¹] et λ_e^0 est en [W · m⁻¹ · K⁻¹].

F_p	Q_{ae}	$U_g - U_p$ [cm · s ⁻¹]	T_{sleb} [°C]	T_{sleh} [°C]	T_{s1} [°C]	T_{s2} [°C]	T_{s4} [°C]	T_{s5} [°C]	T_{s7} [°C]	T_{p2} [°C]	T_{p4} [°C]	T_{p5} [°C]	T_{p7} [°C]	λ_e^0	ΔT_{ml} [°C]	Φ [W]	h
81	300	32,6	150	149	150	159	307	355	365	159	449	531	360	0,131	150	1143	365
84	270	29,3	150	150	149	157	302	347	362	156	444	528	357	0,130	153	1115	349
82	240	26,1	150	150	148	154	299	345	361	154	440	525	356	0,129	151	1122	355
83	210	22,6	150	150	147	152	288	334	352	151	429	515	348	0,127	152	1129	356
88	180	19,3	150	150	147	150	276	320	337	148	416	497	331	0,125	149	1117	358
87	150	16,6	150	149	146	148	272	317	339	146	419	497	333	0,124	155	1121	347
87	120	13,7	150	149	146	148	277	321	347	147	428	510	339	0,125	161	1119	332
84	90	10,8	150	149	146	148	282	328	359	147	432	523	352	0,126	163	1114	327
88	80	9,5	150	150	146	148	275	320	355	147	441	537	344	0,125	182	1150	302
84	60	8,0	150	150	147	148	287	328	364	147	440	532	356	0,127	170	1012	284
82	50	6,9	150	150	145	147	278	316	346	145	425	507	338	0,125	161	897	267
84	40	6,0	150	150	146	147	285	321	355	145	443	522	346	0,126	172	886	246
84	30	5,2	150	150	145	147	292	325	362	145	460	538	352	0,127	184	756	196

L'effet de l'aération du tube de transfert sur le rendement thermique global est présenté sur la Figure 5.18. Ce rendement correspond à une puissance thermique Φ transférée à la suspension sur une distance de 1 m de tube, représentée sur l'axe secondaire des ordonnées. Le rendement thermique de l'échangeur garde une valeur proche de 0,9. Le débit d'aération de l'échangeur n'a pas d'effet sur le rendement thermique global de l'échangeur mais il agit sur le transfert thermique entre la suspension et la paroi.

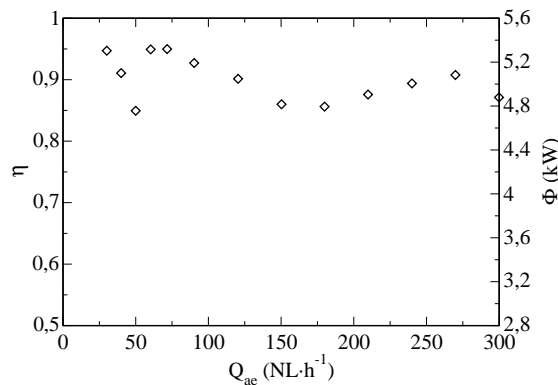


FIGURE 5.18 – Efficacité thermique de l'échangeur en fonction du débit d'aération.

La Figure 5.19 présente l'évolution du coefficient de transfert thermique suspension-paroi h (Figure 5.19(a)), et celle de la fraction volumique moyenne des particules solides (rétention du solide), en fonction de l'écart $U_g - U_p$ donné par l'équation (5.16) (Figure 5.19(b)).

$$U_g - U_p = \frac{F_g}{\bar{\rho}_g \cdot A_c} - \frac{F_p}{\rho_p \cdot A_c} \quad (5.16)$$

où F_g est le débit massique total de gaz, soit la somme du débit d'aération et du d'air provenant de la nourrice, et $\bar{\rho}_g$ est la masse volumique de l'air à mi-hauteur du tube d'échange.

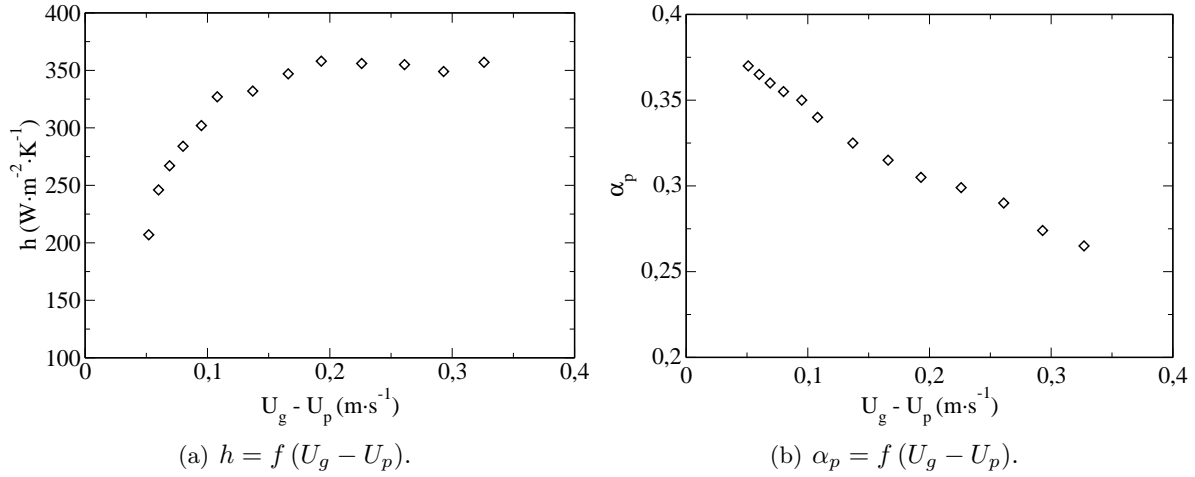


FIGURE 5.19 – Évolution du coefficient de transfert thermique paroi-suspension h et du taux de présence solide α_p en fonction de la vitesse de glissement entre le gaz et les particules dans l'échangeur.

Ces figures montrent que :

- le coefficient de transfert thermique paroi-suspension augmente de 190 à 325 $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ lorsque l'écart $U_g - U_p$ est augmenté de 5 à 11 $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$. Au-delà de cette dernière valeur, le coefficient h augmente lentement pour atteindre 360 $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ à 20 $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$. Pour des aérations supérieures, le coefficient de transfert reste proche de cette valeur.
- la rétention solide diminue avec l'augmentation du débit d'aération ($U_g - U_p$).

Cette évolution du coefficient de transfert thermique avec l'augmentation du débit d'aération peut être attribuée à la compétition entre deux phénomènes qui s'opèrent dans le sens opposé : le renouvellement plus rapide des agrégats à la paroi et la diminution du contact particules-paroi avec l'augmentation de $U_g - U_p$ (Figure 5.19(b)).

Par ailleurs, la Figure 5.20, sur laquelle est représentée l'influence du nombre de Reynolds particulaire (Équation (5.17)) sur le nombre de Nusselt particulaire (Équation (5.18)), confirme ces observations.

$$Re_p = \frac{\rho_g \cdot d_p \cdot (U_g - U_p)}{\mu_g} \quad (5.17)$$

$$Nu_p = \frac{h \cdot d_p}{\lambda_g} \quad (5.18)$$

À partir du modèle proposé par Kunii et Levenspiel [98] (Équation (4.35)) et de la théorie de l'agrégat de Mickley et Fairbanks [125] (Équation (4.29)), il est possible de calculer le temps de séjour des agrégats à la paroi de la colonne de transport, dans l'hypothèse où chaque agrégat

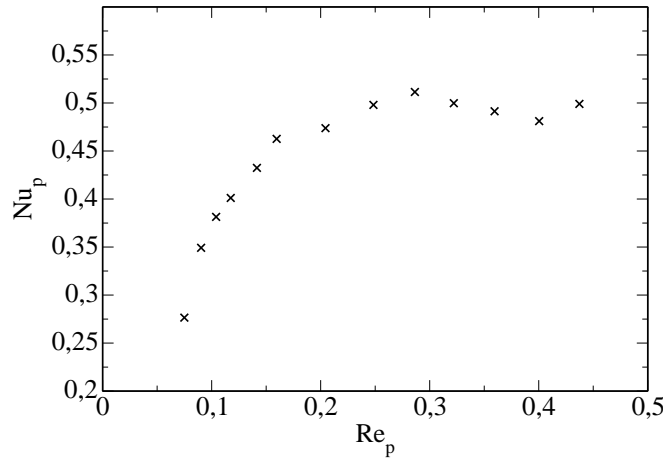


FIGURE 5.20 – Évolution du nombre de Nusselt particulaire en fonction du nombre de Reynolds particulaire ($Nu_p = f(Re_p)$) avec l'augmentation du débit d'aération du tube d'échange.

séjourne le même temps t_c à la paroi. Ce temps de contact est représenté sur la Figure 5.21 en fonction de la vitesse de glissement $U_g - U_p$: sans résistance de contact par un film gazeux ni rayonnement d'une part, et avec une résistance de contact par un film gazeux d'épaisseur $d_p/2$ et de conductivité thermique λ_e^0 et la contribution radiative d'autre part. Elle montre que le temps de contact diminue fortement avec $U_g - U_p$ pour atteindre une valeur de palier.

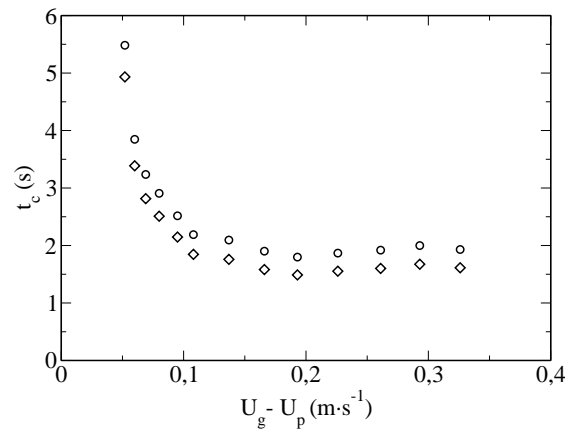


FIGURE 5.21 – Évolution du temps de contact t_c en fonction de la vitesse de glissement $U_g - U_p$ ($t_c = f(U_g - U_p)$) : t_c est estimé à partir de l'expression du coefficient de transfert de Kunii et Levenspiel utilisant la théorie de l'agrégat de Mickley et Fairbanks [125] pour l'expression de la contribution par convection particulaire : (○) sans résistance de contact par un film gazeux ni rayonnement, (◇) avec résistance de contact par un film gazeux d'épaisseur $0,5 \cdot d_p$ et de conductivité thermique λ_e^0 et rayonnement.

Lorsqu'une résistance de contact par un film gazeux et le rayonnement sont considérés, le temps de contact des agrégats à la paroi sur le palier est d'environ 1,6 s.

5.3.4.2 Comparaison des résultats expérimentaux avec les données bibliographiques

Les travaux bibliographiques peuvent être divisés en deux grandes catégories :

- Le transfert thermique entre la suspension fluidisée et une surface immergée dans le lit. Il a fait l'objet de très nombreuses études. Le coefficient de transfert est obtenu à partir de sondes immergées dans un lit de particules fluidisées.

- Le transfert thermique entre la suspension fluidisée et les parois de la colonne de fluidisation. Cette seconde catégories a fait l'objet d'un nombre restreint d'études.

Les résultats expérimentaux de Toomey et Johnstone [184] sont particulièrement intéressants car ils montrent la différence fondamentale entre les deux catégories de transfert cités plus haut. Le Tableau 5.15 présente les conditions opératoires utilisées par ces auteurs. Ils déterminent simultanément le transfert autour d'un cylindre immergé au centre de la suspension, et le transfert à la paroi de la colonne de fluidisation. Les résultats de ces auteurs ont été reproduits sur la Figure 5.22. Elle montre que le transfert thermique à la paroi est plus faible que celui à la surface du cylindre vertical immergé, pour des vitesses de fluidisation comprises entre 3 et 47 $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$. Ce résultat peut s'expliquer par le renouvellement plus important des particules à la surface du cylindre immergé, balayée par les bulles, qu'à la paroi de la colonne. En effet, dans le cas de particules de classe A, les bulles se concentrent sur l'axe de la colonne, rencontrent le cylindre immergé, et renouvellent efficacement les particules à sa surface, sans pour autant renouveler les particules au contact de la paroi de la colonne. Le travail expérimental de Stefanova et coll. [174], dont les conditions opératoires sont présentées dans le Tableau 5.15, confirme ces observations. Ces auteurs ont étudié le transfert thermique à la surface d'une sonde immergée dans une colonne de 29 cm de diamètre, à différentes positions radiales de la colonne. Ils ont remarqué une diminution du coefficient de transfert lorsque la sonde s'approche de la paroi de la colonne. Leurs résultats expérimentaux obtenus au centre de la colonne, et au plus près de la paroi soit $r/R = 0,9$, sont représentés sur la Figure 5.22.

Les coefficients de transfert obtenus par Bartholomew et Katz [12], ainsi que Levenspiel et Walton [113] sont inférieurs à ceux de Toomey et Johnstone [184] et Stefanova et coll. [174]. Cet écart peut être expliqué par la meilleure qualité de distribution de l'air à la base de la colonne des dispositifs expérimentaux de ces deux derniers auteurs.

Tableau 5.15 – Conditions opératoires de mesure du coefficient de transfert thermique entre une suspension fluidisée de fines particules et une surface.

Auteurs	Solide	Gaz	d_p [μm]	T_{lit} [$^{\circ}\text{C}$]	Ar	D_c [cm]	H_{lit} [m]	Surface	Position	D_{ext} [cm]	L [cm]
Toomey et Johnstone [184]	Verre (billes)	Air	55	93	10	12	0,6	^a ^b	Centre /	1,3 /	50 /
Toomey et Johnstone [184]	Verre (billes)	Air	106	93	74	12	0,6	^a ^b	Centre /	1,3 /	50 /
Stefanova et coll. [174]	FCC	Air	70	20	24	29	0,8	^a	Centre $r/R = 0,9$	2,86	10,1
Bartholomew et Katz [12]	Sable	Air	120	200	60	10	0,76	^b	/	/	/
Levenspiel et Walton [113]	Verre (billes)	Air	76	260	11	10,2	1	^b	/	/	/

a. Sonde verticale cylindrique immergée

b. Paroi de la colonne

À titre de comparaison, nous avons confronté nos résultats expérimentaux avec ceux de Toomey et Johnstone [184], ainsi que Stefanova et coll. [174], concernant l'échange à la paroi ou en proche paroi (Figure 5.23). La surévaluation de nos résultats par rapport à ceux de la bibliographie pour de faibles vitesses de glissement ($< 0,2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), peut être attribuée à l'effet du diamètre de la colonne sur la vitesse du renouvellement des particules à la paroi. Précisons que les diamètres des colonnes utilisées dans les travaux bibliographiques retenus, respectivement de 12 cm et 29 cm, sont largement supérieurs à celui employé dans cette étude, $D_c = 2,66 \text{ cm}$.

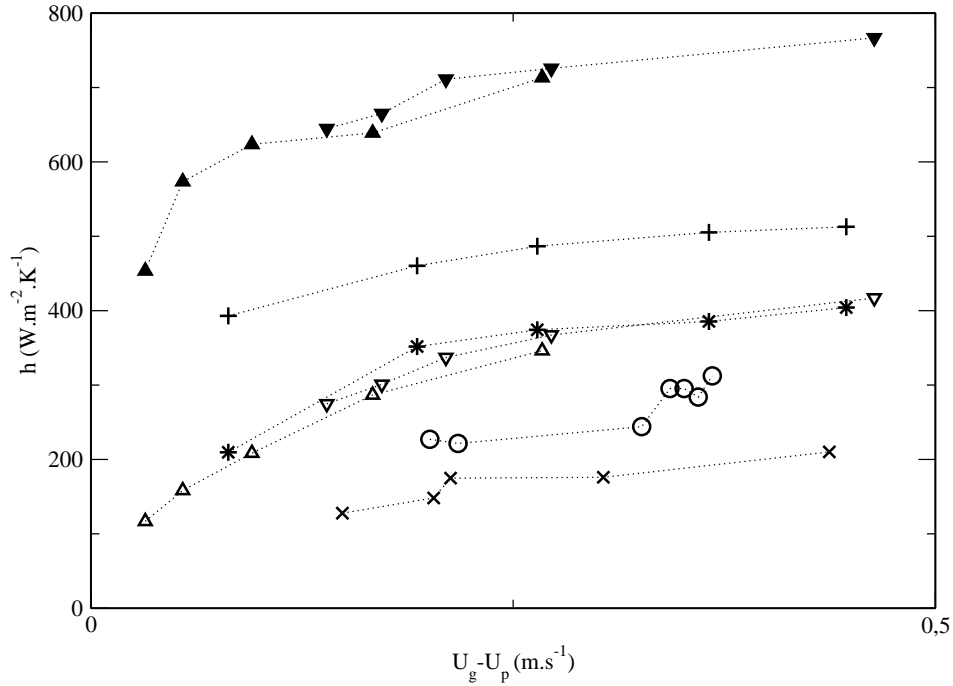


FIGURE 5.22 – Évolution du coefficient de transfert thermique h en fonction de la vitesse de glissement $U_g - U_p$ ($h = f(U_g - U_p)$) : données expérimentales de Toomey et Johnstone [184] à la paroi ((Δ) pour $d_p = 55 \mu\text{m}$, (∇) pour $d_p = 106 \mu\text{m}$), de Toomey et Johnstone [184] autour d'un cylindre vertical immergé ((\blacktriangle) pour $d_p = 55 \mu\text{m}$, (\blacktriangledown) pour $d_p = 106 \mu\text{m}$), de Stefanova et coll. [174] avec la sonde verticale immergée à $r = 0,9 \cdot R$ du centre de la colonne de 29 cm (*), de Stefanova et coll. [174] avec la sonde verticale immergée au centre de la colonne (+), de Bartholomew et Katz [12] (\circ), de Levenspiel et Walton [113] (\times).

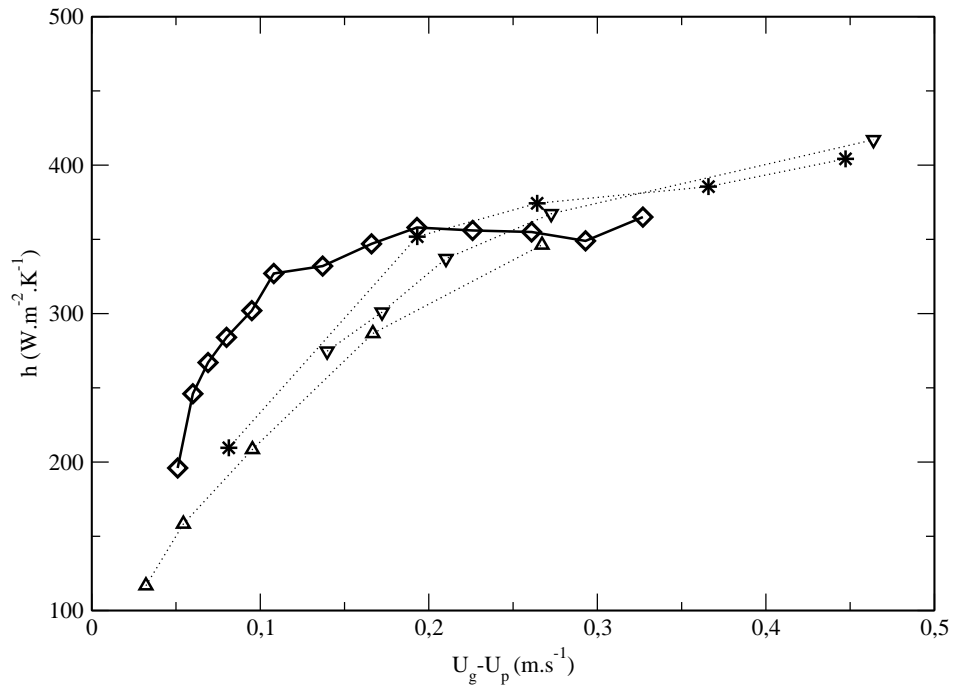


FIGURE 5.23 – Évolution du coefficient de transfert thermique h en fonction de la vitesse de glissement ($h = f(U_g - U_p)$) : données expérimentales de notre étude (\diamond), de Toomey et Johnstone [184] à la paroi ((Δ) pour $d_p = 55 \mu\text{m}$, (∇) pour $d_p = 106 \mu\text{m}$), de Stefanova et coll. [174] (*) avec la sonde verticale immergée à $r = 0,9 \cdot R$ du centre de la colonne de 29 cm de diamètre.

En effet, plus le diamètre de la colonne est réduit, plus la probabilité du passage des pistons ou des bulles en proche paroi est importante. Ceci conduit à une augmentation de la vitesse du renouvellement des particules à la paroi. Peu d'études traitent de l'effet du diamètre de la colonne sur le coefficient de transfert à la paroi. On peut cependant citer les travaux de Dow et Jakob [55]. Ces auteurs ont étudié le transfert thermique entre la paroi et une suspension de fines particules de coke de $77 \mu\text{m}$, fluidisées par de l'air, dans deux colonnes de diamètres respectifs : $D_c = 5,08 \text{ cm}$ et $D_c = 7,62 \text{ cm}$. Pour des conditions opératoires équivalentes ($U_g \approx 10 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$), ces auteurs déterminent un coefficient de transfert de $268,6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ pour la colonne de $7,62 \text{ cm}$ de diamètre, et un coefficient de transfert de $344,1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ sur la colonne de $5,08 \text{ cm}$ de diamètre.

5.3.5 Effet du débit de solide sur le coefficient de transfert thermique

Pour un flux de chaleur constant à la paroi, l'augmentation du débit de solide conduit à une réduction de la température de la suspension et de la paroi. Ceci, en modifiant les propriétés physiques de l'air (λ_g, ρ_g, μ_g), modifie la vitesse de glissement, et plus particulièrement, les propriétés thermophysiques des agrégats au contact de la paroi (résistance de contact). Ainsi, pour nos conditions opératoires, le débit de solide ne peut pas être considéré comme un paramètre indépendant du système. L'effet de ce facteur a été examiné en le faisant varier de 51 à $128 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ ($25,4 < G_p < 63,4 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), en gardant constant les autres paramètres opératoires (Tableau 5.16).

Tableau 5.16 – Conditions opératoires pour l'étude de l'effet du débit d'aération sur le transfert thermique en paroi.

F_p [$\text{kg} \cdot \text{h}^{-1}$]	Q_{ae} [$\text{NL} \cdot \text{h}^{-1}$]	Q_f [$\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$]	T_{sle} [$^{\circ}\text{C}$]	P_{fours} [W]
52-132	180	3	150	5600

Le Tableau 5.17 présente les données brutes obtenues sur la zone de transfert. Les colonnes grisées du Tableau 5.17 correspondent aux valeurs de température mesurées sur la section de mesure (T_{s4}, T_{s5}, T_{p4} et T_{p5}), ainsi que les valeurs calculées de l'écart moyen logarithmique de température entre la suspension et la paroi ΔT_{ml} , du flux de chaleur Φ transmis à la suspension et du coefficient de transfert thermique suspension-paroi h sur la section de mesure.

Tableau 5.17 – Température moyenne par thermocouple pour l'effet du débit de solide : h est en [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$], F_p est en [$\text{kg} \cdot \text{h}^{-1}$] et λ_e^0 est en [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$].

F_p	$U_g - U_p$ [$\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$]	T_{sleb} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{sleh} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{s1} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{s2} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{s4} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{s5} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{s7} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{p2} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{p4} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{p5} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{p7} [$^{\circ}\text{C}$]	λ_e^0	ΔT_{ml} [$^{\circ}\text{C}$]	Φ [W]	h
52	20,9	150	150	149	157	340	406	419	157	461	556	417	0,138	127	1046	393
57	20,1	150	149	147	152	315	376	382	152	441	529	381	0,133	132	1035	376
81	19,5	150	150	147	150	287	331	337	148	416	497	335	0,127	139	1041	359
87	19,3	150	149	146	149	281	323	324	148	414	492	322	0,126	143	1049	351
113	19,2	149	150	146	148	268	300	297	147	401	475	294	0,122	145	1015	333
115	19,1	149	149	146	147	264	294	299	146	397	461	297	0,122	142	984	331
132	19,0	147	148	145	146	260	286	285	145	388	451	284	0,120	139	950	327

L'observation de ce tableau montre que ΔT_{ml} augmente légèrement avec le débit de solide. Le flux transmis à la suspension dans la section de mesure reste quasi constant (Figure 5.24). En ce qui concerne la température moyenne de la suspension ($\overline{T_s} = (T_{s4} + T_{s5})/2$), elle diminue de $373 \text{ }^{\circ}\text{C}$ à $273 \text{ }^{\circ}\text{C}$ lorsque le débit de solide passe de 51 à $128 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$. Quant à la vitesse de glissement $U_g - U_p$, elle diminue légèrement de 21 à $19 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ avec l'augmentation du débit de solide. Ce phénomène conduit à une légère augmentation de la rétention de solide observée sur

la Figure 5.25(b). La Figure 5.25(a) montre que le coefficient de transfert thermique suspension-paroi diminue avec l'augmentation du débit massique surfacique de solide.

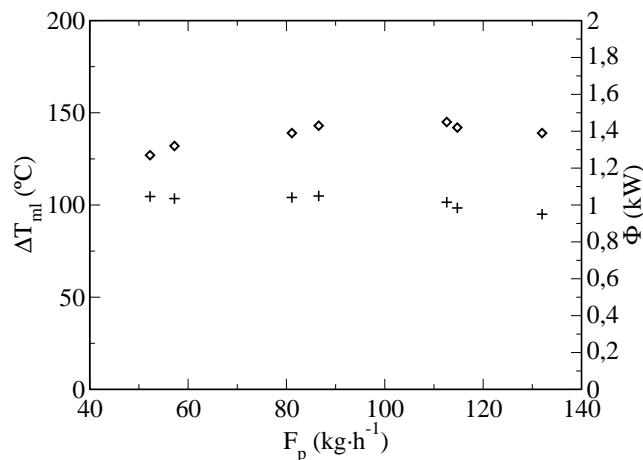


FIGURE 5.24 – Évolution de l'écart de température entre la paroi et la suspension en moyenne logarithmique ΔT_{ml} (\diamond), et de la puissance transférée à la suspension Φ entre les thermocouples $T_{s,4}$ et $T_{s,5}$ (+) en fonction du débit massique de solide dans l'échangeur.

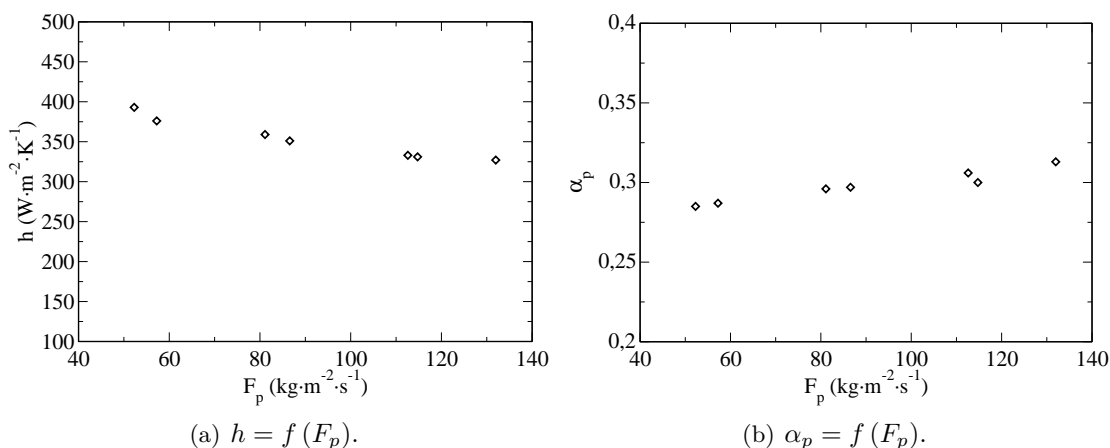


FIGURE 5.25 – Évolution du coefficient de transfert thermique paroi-suspension et de la porosité de la suspension sur la section de mesure en fonction du débit massique de solide dans le tube d'échange.

La réduction du coefficient de transfert observée est directement imputable à la réduction de la conductivité thermique des agrégats λ_e^0 avec la diminution de la température de la suspension. Précisons que l'expression de λ_e^0 est présentée en (Annexe F).

En effet, l'augmentation du débit de solide, en diminuant la température moyenne de la suspension, conduit à une baisse de la conductivité effective des agrégats, qui à son tour abaisse le coefficient de transfert thermique suspension-paroi (Figure 5.26).

5.3.6 Effet de la température de la suspension à l'entrée du tube d'échange

Dans le but d'étudier l'effet de la température moyenne de la suspension dans la section de mesure sur le coefficient de transfert suspension-paroi, nous avons fait varier la température de la suspension à l'entrée du tube d'échange entre 50 et 365 $^{\circ}\text{C}$, en gardant constant les autres paramètres de l'étude (Table 5.18). Par ailleurs, pour assurer une température de la suspension en sortie de la zone de chauffe à des valeurs comprises entre 550 $^{\circ}\text{C}$ et 720 $^{\circ}\text{C}$, nous avons réduit

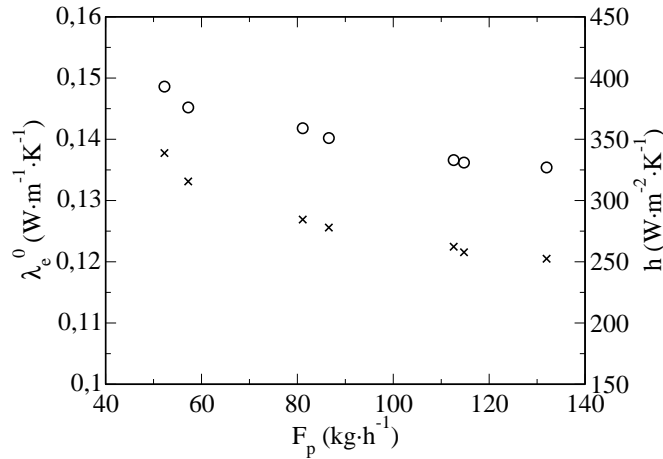


FIGURE 5.26 – Évolution du coefficient de transfert thermique h et de la conductivité thermique des agrégats en fonction du débit de solide : $h = f(F_p)$ (○) et $\lambda_e^0 = f(F_p)$ (×).

Tableau 5.18 – Conditions opératoires pour l'étude de l'effet de la température de paroi.

F_p [kg · h ⁻¹]	Q_{ae} [NL · h ⁻¹]	Q_f [Nm ³ · h ⁻¹]	T_{sle} [°C]	P_{fours} [W]
29	80	3	51-364	5600

le débit de solide à 29 kg · h⁻¹ ($G_p = 14,5$ kg · m⁻² · s⁻¹). Le débit d'aération est quant à lui imposé à 80 NL · h⁻¹.

L'effet de ce paramètre est semblable à une réduction du débit de solide pour une température de suspension à l'entrée du tube d'échange constante. En effet, l'augmentation de la température T_{s2} va engendrer une augmentation de la température moyenne de la suspension qui à son tour conduit aux effets suivants sur le transfert thermique suspension-paroi :

- L'accroissement de la contribution par convection particulaire h_{pc} ou $h_{agregats}$ causé par l'augmentation de la conductivité thermique effective des agrégats λ_e^0 (Équation (4.29)).
- La réduction de la résistance de contact à la paroi. En effet, l'équation (4.36) montre que le coefficient de transfert thermique dans le film à la paroi dépend directement de λ_e^0 .
- L'augmentation de la vitesse du gaz qui peut avoir un effet bénéfique sur les coefficients de transfert h_{film} (Équation (4.36)) et sur la contribution par convection particulaire h_{pc} en diminuant le temps de contact entre les agrégats et la paroi. Par ailleurs, les travaux de Marthur et Saxena [121] ont montré qu'une augmentation de la vitesse du gaz favorise le transfert par rayonnement (Figure 4.13).
- L'augmentation de la température de la paroi qui améliore la contribution du rayonnement au transfert total.

Les valeurs de température mesurées sont moyennées sur 20 minutes de fonctionnement en régime établi, et sont reportées dans le Tableau 5.19. Les colonnes grisées du Tableau 5.19 correspondent aux valeurs mesurées (T_{s4} , T_{s5} , T_{p4} , T_{p5}) et calculées sur la section de mesure : ΔT_{ml} l'écart de température moyen logarithmique suspension-paroi, Φ le flux de chaleur absorbé par la suspension et h le coefficient de transfert suspension-paroi.

Ce tableau montre qu'une augmentation de la température T_{s2} de 51 à 365 °C conduit à :

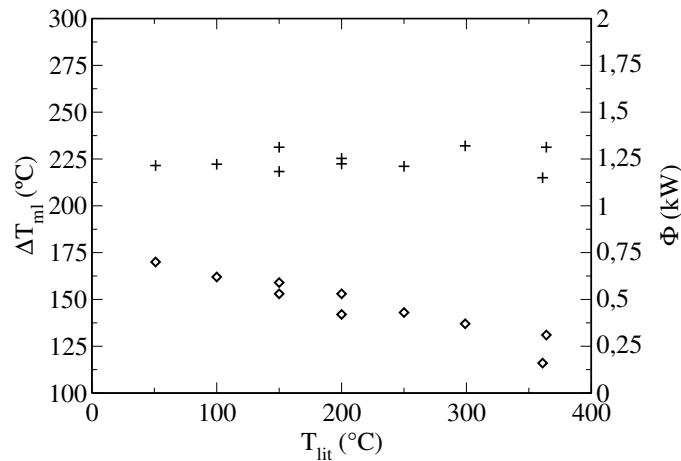
- une augmentation de la température de la suspension en sortie du tube d'échange de 527 à 720 °C,

Tableau 5.19 – Température moyenne par thermocouple pour l'effet de la température de la nourrice : h est en $[\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}]$, F_p est en $[\text{kg} \cdot \text{h}^{-1}]$ et λ_e^0 est en $[\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$.

F_p	$U_g - U_p$ [$\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$]	T_{sleb} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{sleh} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{s1} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{s2} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{s4} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{s5} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{s7} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{p2} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{p4} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{p5} [$^{\circ}\text{C}$]	T_{p7} [$^{\circ}\text{C}$]	λ_e^0 [$^{\circ}\text{C}$]	ΔT_{ml} [$^{\circ}\text{C}$]	Φ [W]	h
27	11,7	51	50	49	51	335	478	527	52	498	674	515	0,143	170	1171	329
28	12,3	100	100	103	105	364	497	550	106	524	679	536	0,147	162	1180	348
32	12,8	150	149	147	150	387	500	559	149	534	676	541	0,149	153	1147	358
27	13,1	150	150	143	146	410	556	606	146	566	737	591	0,156	160	1267	379
26	14,1	200	199	197	202	463	604	656	201	611	757	640	0,163	142	1178	396
28	13,5	200	199	195	198	426	560	605	196	578	732	589	0,157	153	1211	379
30	14,1	250	249	242	245	456	580	624	242	607	733	608	0,161	143	1172	390
29	15,1	299	298	289	293	506	640	680	289	651	788	662	0,169	137	1277	446
29	15,9	361	361	352	356	559	675	712	350	674	809	693	0,176	116	1112	457
29	16,1	364	364	353	356	561	691	720	351	697	836	699	0,177	131	1270	462

- une augmentation de la température moyenne de la suspension dans la section de mesure de 407 à 626 $^{\circ}\text{C}$,
- une augmentation de la température moyenne de paroi de 586 à 767 $^{\circ}\text{C}$,
- une diminution de l'écart de température en moyenne logarithmique de 170 à 116 $^{\circ}\text{C}$ (Figure 5.27),
- une augmentation de la vitesse de glissement de $(U_g - U_p)$ de 11,7 $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ à 16,1 $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$,
- une élévation de la conductivité thermique effective des agrégats λ_e^0 de 0,143 $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ à 0,171 $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

En ce qui concerne le flux de chaleur échangé sur la section de mesure, il reste indépendant des conditions opératoires.


 FIGURE 5.27 – Évolution de l'écart de température entre la paroi et la suspension en moyenne logarithmique ΔT_{ml} (◇), et de la puissance transférée à la suspension Φ entre les thermocouples $T_{s,4}$ et $T_{s,5}$ (+) en fonction de la température de la suspension dans le lit émetteur.

La Figure 5.28(a) montre que le coefficient de transfert thermique augmente avec la température moyenne de la suspension sur la section de mesure. L'augmentation de la température s'accompagne d'une augmentation de la vitesse du gaz conduisant à une diminution de la rétention du solide (Figure 5.28(b)).

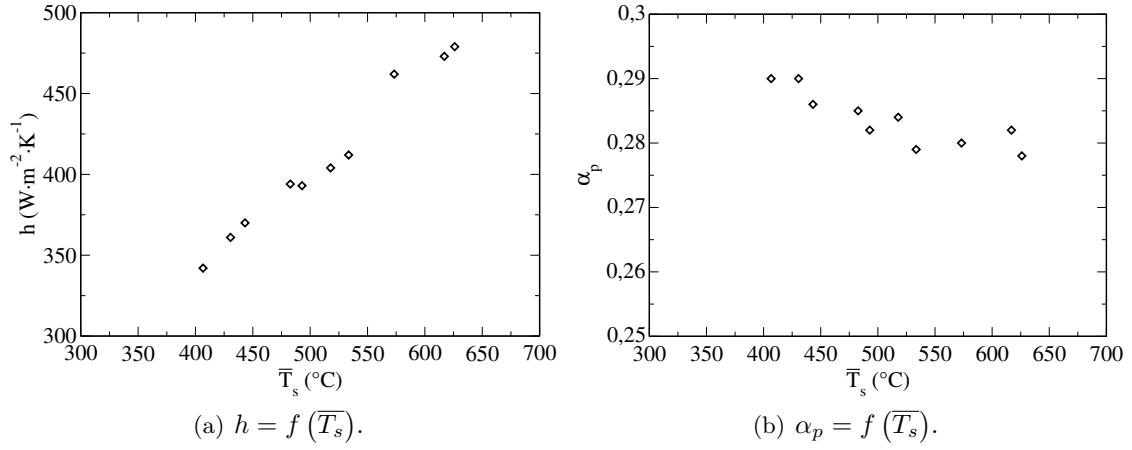


FIGURE 5.28 – Évolution du coefficient de transfert thermique paroi-suspension et du taux de présence des particules en fonction de la température moyenne de la suspension dans la section de mesure (\bar{T}_s).

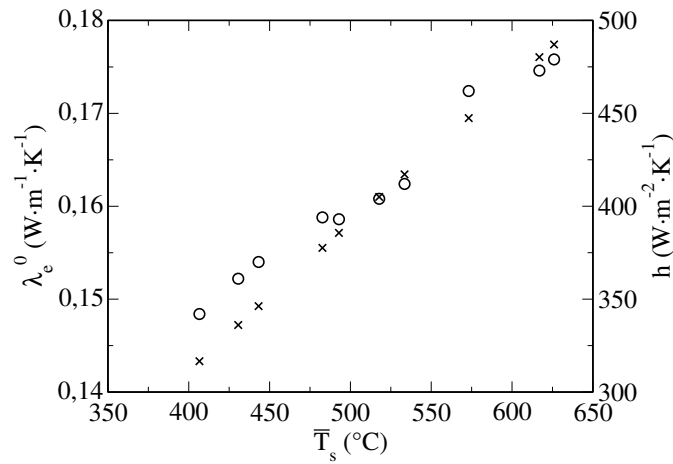


FIGURE 5.29 – Évolution de la conductivité thermique des agrégats et du coefficient de transfert thermique en fonction de la température moyenne de la suspension dans la section de mesure : $h = f(F_p)$ (o) et $\lambda_e^0 = f(F_p)$ (x).

Sur la Figure 5.29, sont représentés l'effet de la température moyenne de la suspension dans la section de mesure sur le coefficient de transfert suspension-paroi, et sur la conductivité thermique équivalente des agrégats. On remarque que ces deux grandeurs évoluent de la même manière avec la température moyenne de la suspension. Ces constatations nous permettent de conclure que pour les conditions opératoires retenues, le transfert thermique suspension-paroi est fortement lié aux propriétés thermophysiques des agrégats qui conditionnent la résistance de contact ainsi que l'échange thermique par convection particulaire.

5.4 Comparaison aux modèles de la littérature

Dans ce paragraphe nous avons comparé nos résultats expérimentaux avec les trois modèles bibliographiques suivants :

- Wen et Leva [196],
- Molerus et coll. [129, 128],
- Kunii et Levenspiel [101].

L'observation de la Figure 5.30(a) montre que la corrélation de Wen et Leva surestime la plupart de nos résultats expérimentaux avec un écart relatif moyen de 19,7 %. Il doit être précisé qu'une partie des données expérimentales utilisées par Wen et Leva pour l'établissement de leur corrélation concerne le transfert thermique à la paroi du lit, ce qui peut expliquer que les écarts entre ce modèle et nos données expérimentales soient plus faibles qu'avec celui de Molerus présenté ci-après.

En ce qui concerne le modèle de Molerus, ce modèle est établi pour l'échange thermique entre une suspension dense et des objets immergés. Dans ce modèle intervient deux paramètres ajustables A et B (Chapitre 4, Section 4.4.4). La valeur de chacun de ces paramètres a été déterminée à partir des données expérimentales obtenues par ces auteurs. La Figure 5.30(b) montre que ce modèle surestime nos résultats expérimentaux. Comme nous l'avons déjà expliqué, cet écart est lié au renouvellement moins intense des particules à la paroi, comparé à celui des particules à la surface d'un objet immergé dans la région centrale du lit. Par ailleurs, les travaux de Toomey et Johnstone [184] et Stefanova et coll. [174] confirment ce phénomène. Ils montrent des écarts importants entre le coefficient de transfert mesuré entre un cylindre immergé au centre de la suspension et celui à la paroi ou en proche paroi.

Ainsi, en retenant le même formalisme que celui proposé par Molerus, nous avons identifié les deux paramètres ajustables A et B du modèle à partir de nos résultats expérimentaux. Les valeurs ainsi identifiées sont $A = 0,073$ et $B = 12,9$. La Figure 5.30(c) montre que le modèle de Molerus ainsi modifié permet de représenter l'ensemble de nos résultats expérimentaux avec un écart relatif ne dépassant jamais 15 %.

En ce qui concerne le modèle de Kunii et Levenspiel, nous avons rappelé ses équations de bases ci-dessous (Équations (5.19) à (5.22)). Dans ce modèle, l'échange par convection particulaire nécessite une estimation correcte du temps de contact des agrégats à la paroi t_c . Comme nous l'avons déjà précisé lors de l'étude de l'effet du débit d'aération, le temps de contact, estimé à partir de nos résultats et en utilisant les équations citées ci-dessous, diminue fortement avec la vitesse de glissement $(U_g - U_p)$. Sa valeur devient constante, soit 1,6 s, pour des vitesses de glissement dépassant $0,1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Précisons que ce temps est 5 fois supérieur au temps de contact

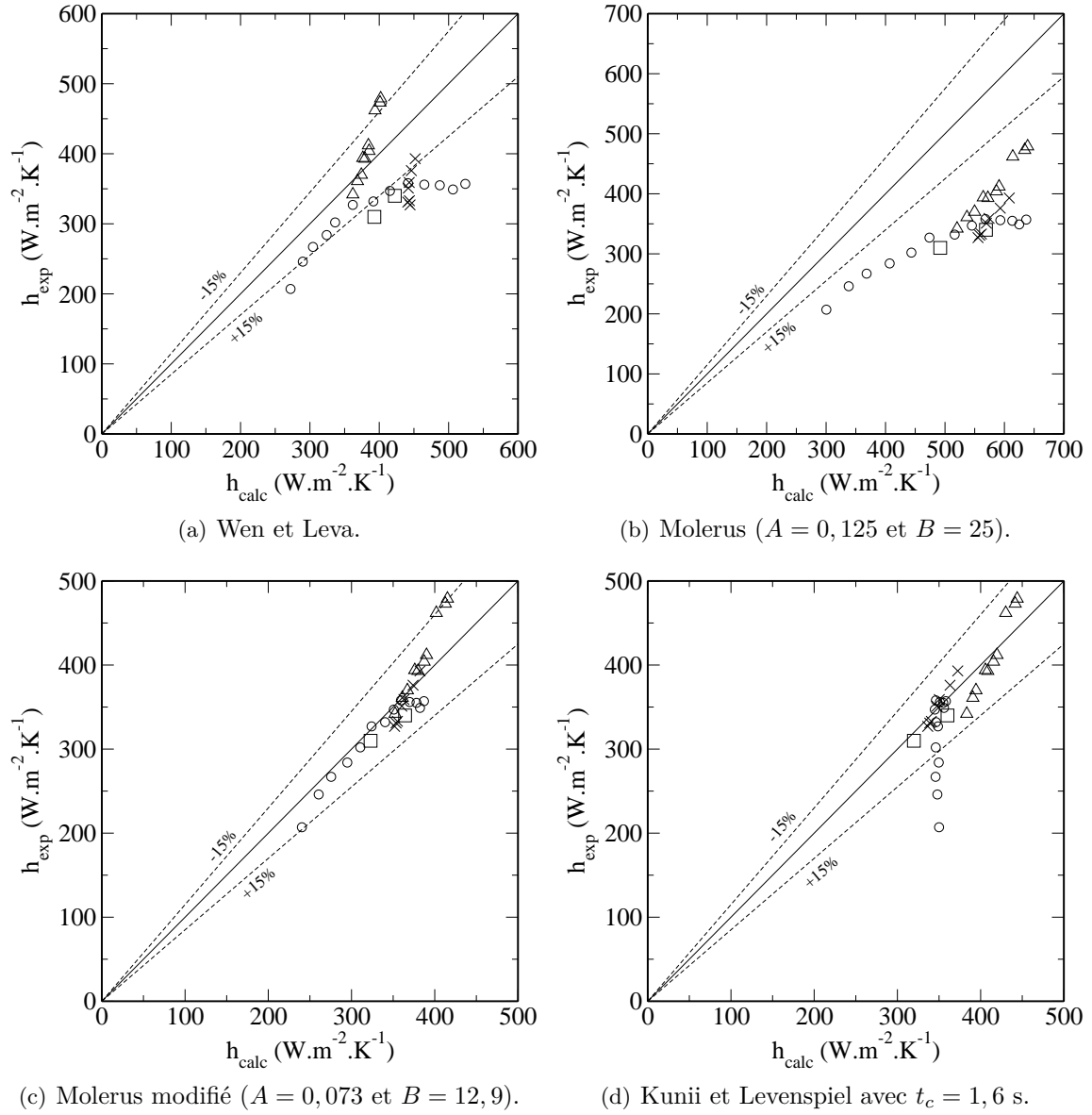


FIGURE 5.30 – Comparaison de différents modèles de la littérature avec nos données expérimentales sur l'effet : du débit d'aération (o), du débit de solide (x), de la température du lit (Δ) et pour les deux essais de refroidissement (\square).

pouvant être déduit de la corrélation proposée par Thring [182] (Équation (4.46)). Notons que cette corrélation a été établie pour le transfert thermique entre un lit fluidisé et un tube vertical immergé de 2,54 cm de diamètre. Cet écart est toujours lié à la différence de fréquence de renouvellement de surface existant entre le centre du lit et la paroi. Ainsi, nous avons fixé la valeur de t_c dans le modèle de Kunii et Levenspiel à 1,6 s, correspondant à des débits d'aération supérieurs à $80 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$. Sur la Figure 5.30(d) sont confrontés les prédictions du modèle de Kunii et Levenspiel avec nos résultats expérimentaux. On remarque d'excellentes prédictions pour l'ensemble des essais réalisés, à l'exception des expériences réalisées à des débits d'aérations inférieurs à $80 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, pour lesquelles le modèle surestime le coefficient de transfert car le temps de contact. Cet écart est directement lié à une sous-estimation du temps de contact utilisé dans le modèle pour ces essais.

$$h = \frac{1}{\frac{1}{h_r + h_{film}} + \frac{1}{h_{pc}}} \quad (5.19)$$

$$h_{film} = \frac{2 \cdot \lambda_e^o}{d_p} + 0,05 \cdot (c_{p,g} \cdot \rho_g \cdot U_g) \quad (5.20)$$

$$h_{pc} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{\lambda_e^o \cdot \rho_p \cdot (1 - \varepsilon_{mf}) c_{p,p}}{t_c}} \quad (5.21)$$

$$h_r = \frac{\sigma \cdot (T_{lit}^4 - T_{paroi}^4)}{\left(\frac{1}{e_{lit}} + \frac{1}{e_{paroi}} - 1 \right) \cdot (T_{lit} - T_{paroi})} \quad (5.22)$$

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le principe de fonctionnement d'un banc d'essai thermique conçu et mis au point au Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse. Il permet d'étudier le transfert thermique entre une suspension dense de particules fluidisées en écoulement ascendant et la paroi intérieure d'un tube d'échange de 26,64 mm de diamètre interne, chauffé extérieurement par des fours électriques pouvant délivrer une densité de flux thermique de $53,4 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$.

Les essais hydrodynamiques à froid réalisés sur cette installation ont permis de confirmer les principales conclusions tirées lors de l'étude en maquette froide du récepteur. Cependant, nous avons mis en évidence l'influence de la nature de la paroi sur la perte de charge par frottements suspension-paroi. Les essais du traçage de la phase gazeuse à l'hélium ont montré que l'écoulement du gaz dans le tube d'échange est de type piston.

En ce qui concerne le transfert thermique, nous avons initialement étudié le refroidissement par convection naturelle d'une suspension préalablement chauffée à deux températures différentes (250°C et 365°C). Les résultats ont montré que le coefficient de transfert augmente légèrement avec la température de la suspension et que sa valeur est d'environ $330 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

Les essais de transfert ont été réalisés pour une puissance délivrée par les fours constante. Les paramètres dont les effets ont été évalués sont : le débit d'aération, le débit de solide et la température de la suspension à l'entrée du tube d'échange.

Les résultats ont montré une forte influence du débit d'aération sur le coefficient de transfert pour des débits d'aération inférieurs à $90 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, correspondant à une vitesse de glissement $U_g - U_p$ de $0,1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Au-delà de cette valeur, le coefficient de transfert reste quasi indépendant de ce facteur. Ces résultats sont similaires à ceux observés dans la bibliographie concernant l'effet de la vitesse de fluidisation sur l'échange suspension-paroi en lits fluidisés classiques. La confrontation des résultats avec ceux tirés de la bibliographie a montré une bonne concordance. Par ailleurs, nous avons pu conclure que la réduction du diamètre de la colonne est bénéfique au transfert thermique, surtout pour des vitesses de glissement inférieures à $0,2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Concernant le débit de solide, pour les conditions opératoires retenues, son augmentation conduit à une réduction de la température de la suspension et de la vitesse de glissement. Ainsi, ce paramètre ne peut pas être considéré comme un paramètre indépendant. La faible réduction du coefficient de transfert avec l'augmentation du débit de solide est attribuée à l'effet de la température moyenne de la suspension sur la conductivité effective des agrégats, qui est le paramètre clé dans l'échange par convection particulaire.

Quant à l'effet de la température de la suspension à l'entrée du tube d'échange, son élévation, en augmentant la conductivité des agrégats, la vitesse de glissement et la température de la paroi, conduit à une augmentation de l'échange par convection particulaire et par rayonnement d'une part, et à une réduction de la résistance de contact d'autre part. Ces phénomènes conduisent à une augmentation du coefficient de transfert global suspension-paroi, comme démontré par nos résultats expérimentaux. Il doit être noté qu'au cours de ces essais, la température de la suspension en sortie de l'échangeur a atteint 720°C .

La confrontation de nos résultats expérimentaux avec les différents modèles ou corrélations bibliographiques conduisent aux conclusions suivantes :

- Les modèles de Wen et Leva, et Molerus, surestiment nos résultats expérimentaux. Cet écart est attribué au fait que les données utilisées pour leur établissement proviennent de mesures du transfert entre des surfaces immergées et un lit fluidisé (partiellement pour Wen et Leva).
- En identifiant les paramètres ajustables du modèle de Molerus (les constantes A et B), il permet de représenter fidèlement l'ensemble de nos résultats expérimentaux à plus ou moins 15 % d'erreur relative. L'équation modifiée du modèle de Molerus utilisée est présentée ci-après (Équation (5.23)), où $A = 0,073$ et $B = 12,9$.

$$\frac{h \cdot l_l}{\lambda_g} = \frac{A \cdot (1 - \varepsilon_{mf})}{1 + \frac{\lambda_g}{2 \cdot c_{p,p} \cdot \mu_g}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{B}{\sqrt[3]{\frac{U_g - U_{mf}}{U_{mf}}} \cdot \sqrt[3]{\frac{\rho_p \cdot c_{p,p}}{\lambda_g \cdot g}} \cdot (U_g - U_{mf})}} \quad (5.23)$$

où $c_{p,p}$ est la chaleur massique du solide, μ_g la viscosité dynamique du gaz, et λ_g la conductivité thermique du gaz, et où l_l est une longueur caractéristique donnée par la relation (5.24). Le terme $\frac{\rho_p \cdot c_{p,p} \cdot (U_g - U_{mf})^3}{g}$ est homogène à une conductivité thermique.

Le terme $\frac{U_g - U_{mf}}{U_{mf}}$ est une vitesse d'excès adimensionnelle.

$$l_l = \frac{dp}{Ar^{1/3}} = \left(\frac{\mu_g}{\sqrt{g} \cdot (\rho_p - \rho_g)} \right)^{2/3} \quad (5.24)$$

- Le modèle de Kunii et Levenspiel permet de représenter correctement nos résultats expérimentaux en fixant la valeur du temps de contact à environ 5 fois celui estimé par la relation de Thring. Par ailleurs, nous avons pu conclure que dans les conditions optimales de fonctionnement ($Q_{ae} > 90 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$), le temps moyen de contact des agrégats à la paroi est d'environ 1,6 s.

Bien que ces modèles permettent de prédire le coefficient de transfert thermique entre un tube chauffé par l'extérieur et une suspension dense gaz-particules en transport vertical ascendant à l'intérieur de ce dernier, les mécanismes physiques à l'origine du transfert thermique sont encore très mal connus et demeurent un problème ouvert.

Nomenclature

Symboles grecs :

α : taux de présence		σ : constante de Stefan-Boltzmann	$\left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}^4} \right]$
λ : conductivité thermique	$\left[\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}} \right]$	λ_e^o : conductivité thermique équivalente d'un agrégat	$\left[\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}} \right]$
ε : porosité		μ : viscosité dynamique	$\left[\text{Pa} \cdot \text{s} \right]$
ρ : masse volumique	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	Φ : puissance thermique	$\left[\text{W} \right]$
$\bar{\rho}$: masse volumique moyenne	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	ΔP : perte de charge	$\left[\text{mbar} \right]$
η : efficacité thermique de l'échangeur		ΔT : différence de température	$\left[^\circ \text{C} \right]$

Symboles romans :

c_p : capacité calorifique massique	$\left[\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \right]$	D : diamètre	$\left[\text{m} \right]$
d : diamètre	$\left[\text{m} \right]$	F_p : débit massique de solide	$\left[\text{kg} \cdot \text{h}^{-3} \right]$
e : émissivité		F_g : débit massique de gaz	$\left[\text{kg} \cdot \text{h}^{-3} \right]$
g : accélération de la pesanteur	$\left[\text{m} \cdot \text{s}^{-2} \right]$	G_p : débit massique surfacique de solide	$\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}} \right]$
h : coefficient de transfert	$\left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}} \right]$	H : hauteur	$\left[\text{m} \right]$
l_l : échelle de longueur du régime laminaire	$\left[\text{m} \right]$	K_e : coefficient d'extinction d'un agrégat	$\left[- \right]$
m : masse	$\left[\text{kg} \right]$	L : Longueur	$\left[\text{m} \right]$
r : rayon	$\left[\text{m} \right]$	P : pression	$\left[\text{mbar} \right]$
t : temps	$\left[\text{s} \right]$	Q_{ae} : débit d'air d'aération	$\left[\text{NL} \cdot \text{h}^{-1} \right]$
t_c : temps de contact	$\left[\text{s} \right]$	Q_f : débit d'air de fluidisation	$\left[\text{Nm} \cdot \text{h}^{-1} \right]$
t_d : temps de détection	$\left[\text{s} \right]$	R : rayon	$\left[\text{m} \right]$
t_s : temps de séjour	$\left[\text{s} \right]$	T_p : température de la paroi	$\left[^\circ \text{C} \right]$
t_X : temps nécessaire pour détecter X % de la fraction volumique sur le palier	$\left[\text{s} \right]$	T_s : température de la suspension	$\left[^\circ \text{C} \right]$
A : aire	$\left[\text{m}^2 \right]$	U : vitesse superficielle	$\left[\text{m} \cdot \text{s}^{-1} \right]$
A_e : aire d'échange	$\left[\text{m}^2 \right]$	U_b : vitesse d'une bulle	$\left[\text{m} \cdot \text{s}^{-1} \right]$

Nombres adimensionnels :

$\overline{t_E}$: temps adimensionnel de dispersion		Nu_p : nombre de Nusselt particulaire	$\frac{h_p \cdot d_p}{\lambda_g}$
Ar : nombre d'Archimède	$\frac{d_p^3 \cdot \rho_g \cdot (\rho_p - \rho_g) \cdot g}{\mu_g^2}$	Re_p : Reynolds particulaire	$\frac{\rho_g \cdot d_p \cdot U_g}{\mu_g}$

Indices :

<i>ae</i> : aération	<i>hydro</i> : hydrostatique
<i>b</i> : bulle	<i>int</i> : intérieur
<i>b∞</i> : bulle isolée	<i>max</i> : maximum
<i>c</i> : colonne	<i>mf</i> : minimum de fluidisation
<i>calc</i> : calculé	<i>mb</i> : minimum de bullage
<i>eff</i> : effectif	<i>ml</i> : moyenne logarithmique
<i>em</i> : émulsion	<i>mot</i> : moteur
<i>ew</i> : suspension-paroi	<i>opt</i> : optimale
<i>exp</i> : expérimental	<i>p</i> : particules
<i>ext</i> : extérieur	<i>pc</i> : convection particulaire
<i>f</i> : fluidisation	<i>r</i> : rayonnement
<i>fill</i> : remplissage	<i>s</i> : suspension
<i>g</i> : gaz	<i>tot</i> : total
<i>gc</i> : convection gazeuse	<i>CN</i> : convection naturelle
<i>gp</i> : convection particulaire	<i>He</i> : helium

Figures

5.1	Schéma représentant les 3 ensembles constitutifs de la maquette chaude (\rightarrow : trajet du solide de la trémie vers le bac de récupération du solide chaud). . . .	154
5.2	Perte de charge du distributeur d'air de la nourrice à température ambiante. . .	154
(a)	Photographie.	155
(b)	Représentation schématique.	155
5.3	Maquette «chaude» de l'échangeur.	155
(a)	Représentation 3D de l'emplacement des thermoplongeurs.	156
(b)	Coupe 3D des modules de puissance (fours).	156
5.4	Représentation 3D des modules de puissance thermique positionnés sur la maquette.	156
5.5	Photographies du positionnement des sondes de température de suspension et de paroi.	157
(a)	Positionnement intérieur des thermocouples de suspension (T_{s1} et T_{s2}). . .	157
(b)	Positionnement extérieur des thermocouples de suspension et de paroi aux interstices des fours.	157
5.6	Thermocouples.	158
5.7	Représentation schématique du placement des thermocouples de suspension et de paroi aux interstices des fours (entrée et sortie de la section de mesure). . .	159
5.8	Profils axiaux de température de suspension et de paroi : (\circ) température de suspension, (\times) température de paroi : $F_p = 88 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$, $Q_{ae} = 180 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $T_{sle} = 150^\circ \text{C}$, $Q_f = 3 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ($H = 0$ correspond à la hauteur de l'extrémité inférieure du tube de transfert).	160
(a)	Effet du débit d'aération sur les fluctuations de perte de charge du lit. Les fluctuations de l'inventaire correspondantes sont reportées sur l'axe des ordonnées secondaires.	161
(b)	Effet du débit d'aération sur l'étendue des variations de l'inventaire de solide de la nourrice.	161
5.9	Effet du débit d'aération sur la stabilité de l'écoulement du solide dans le tube d'échange, par la mesure des fluctuations de l'inventaire de solide.	162
5.10	Évolution de la pression motrice nécessaire au transport de la suspension dans le tube d'échange avec l'augmentation du débit d'aération, pour $F_p = 84 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$. 162	
5.11	Évolution de la pression motrice de l'écoulement en fonction du débit massique surfacique de solide à température ambiante sur les deux maquettes construites : (\circ) maquette «chaude», (\diamond) maquette «froide» ($U_{ae} = 5,3 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$).	163
(a)	$\Delta P_{hydro} = f(Q_{ae})$	163
(b)	$(\varepsilon_g)_{corrigée} = f(Q_{ae})$	163
5.12	Évolution de la pression hydrostatique et de la porosité corrigée de la suspension dans le tube d'échange avec l'augmentation du débit d'aération ($F_p = 84 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$). 164	
5.13	Profil temporel de la fraction volumique d'hélium normée par la fraction volumique de palier : (—) signal d'entrée, (- - -) signal de sortie.	165
(a)	Échelon ascendant.	165
(b)	Échelon descendant.	165
5.14	Comparaison des profils temporels de fraction volumique d'hélium entre l'injection au niveau de l'aération et la détection en sortie : (—) signal d'entrée, (- - -) signal de sortie.	165
5.15	Profils axiaux de température de paroi extérieure et de suspension : (\diamond) température de la suspension, (\circ) température de paroi ((1) lit émetteur, (2) tube d'échange). $H = 0$ correspond à la hauteur de l'extrémité inférieure du tube d'échange.	169

(a) Essai 1 : $T_{sle} = 250^\circ C$	169
(b) Essai 2 : $T_{sle} = 365^\circ C$	169
5.16 Évolution temporelle de l'inventaire solide du lit fluidisé émetteur.	171
(a) Évolution temporelle de la température de suspension et de paroi dans la zone de transfert : (—) T_{s4} , (---) T_{s5} , (-·-) T_{p4} , (-·-·) T_{p5}	172
(b) Effet de l'agitation de la suspension sur la température de suspension mesurée : (---) T_{s2} , (—) ΔP_{tube}	172
5.17 Étude des profils temporels de température et du couplage entre agitation particulaire et mesure de température.	172
5.18 Efficacité thermique de l'échangeur en fonction du débit d'aération.	173
(a) $h = f(U_g - U_p)$	174
(b) $\alpha_p = f(U_g - U_p)$	174
5.19 Évolution du coefficient de transfert thermique paroi-suspension h et du taux de présence solide α_p en fonction de la vitesse de glissement entre le gaz et les particules dans l'échangeur.	174
5.20 Évolution du nombre de Nusselt particulaire en fonction du nombre de Reynolds particulaire ($Nu_p = f(Re_p)$) avec l'augmentation du débit d'aération du tube d'échange.	175
5.21 Évolution du temps de contact t_c en fonction de la vitesse de glissement $U_g - U_p$ ($t_c = f(U_g - U_p)$) : t_c est estimé à partir de l'expression du coefficient de transfert de Kunii et Levenspiel utilisant la théorie de l'agrégat de Mickley et Fairbanks [125] pour l'expression de la contribution par convection particulaire : (○) sans résistance de contact par un film gazeux ni rayonnement, (◇) avec résistance de contact par un film gazeux d'épaisseur $0,5 \cdot d_p$ et de conductivité thermique λ_e^0 et rayonnement.	175
5.22 Évolution du coefficient de transfert thermique h en fonction de la vitesse de glissement $U_g - U_p$ ($h = f(U_g - U_p)$) : données expérimentales de Toomey et Johnstone [184] à la paroi ((△) pour $d_p = 55 \mu m$, (▽) pour $d_p = 106 \mu m$), de Toomey et Johnstone [184] autour d'un cylindre vertical immergé ((▲) pour $d_p = 55 \mu m$, (▼) pour $d_p = 106 \mu m$), de Stefanova et coll. [174] avec la sonde verticale immergée à $r = 0,9 \cdot R$ du centre de la colonne (*), de Stefanova et coll. [174] avec la sonde verticale immergée au centre de la colonne (+), de Bartholomew et Katz [12] (○), de Levenspiel et Walton [113] (×).	177
5.23 Évolution du coefficient de transfert thermique h en fonction de la vitesse de glissement ($h = f(U_g - U_p)$) : données expérimentales de notre étude (◇), de Toomey et Johnstone [184] à la paroi ((△) pour $d_p = 55 \mu m$, (▽) pour $d_p = 106 \mu m$), de Stefanova et coll. [174] (*) avec la sonde verticale immergée à $r = 0,9 \cdot R$ du centre de la colonne de 29 cm de diamètre.	177
5.24 Évolution de l'écart de température entre la paroi et la suspension en moyenne logarithmique ΔT_{ml} (◇), et de la puissance transférée à la suspension Φ entre les thermocouples $T_{s,4}$ et $T_{s,5}$ (+) en fonction du débit massique de solide dans l'échangeur.	179
(a) $h = f(F_p)$	179
(b) $\alpha_p = f(F_p)$	179
5.25 Évolution du coefficient de transfert thermique paroi-suspension et de la porosité de la suspension sur la section de mesure en fonction du débit massique de solide dans le tube d'échange.	179
5.26 Évolution du coefficient de transfert thermique h et de la conductivité thermique des agrégats en fonction du débit de solide : $h = f(F_p)$ (○) et $\lambda_e^0 = f(F_p)$ (×).	180
5.27 Évolution de l'écart de température entre la paroi et la suspension en moyenne logarithmique ΔT_{ml} (◇), et de la puissance transférée à la suspension Φ entre les thermocouples $T_{s,4}$ et $T_{s,5}$ (+) en fonction de la température de la suspension dans le lit émetteur.	181

(a)	$h = f(\overline{T_s})$	181
(b)	$\alpha_p = f(\overline{T_s})$	181
5.28	Évolution du coefficient de transfert thermique paroi-suspension et du taux de présence des particules en fonction de la température moyenne de la suspension dans la section de mesure ($\overline{T_s}$).	182
5.29	Évolution de la conductivité thermique des agrégats et du coefficient de transfert thermique en fonction de la température moyenne de la suspension dans la section de mesure : $h = f(F_p)$ (\circ) et $\lambda_e^0 = f(F_p)$ (\times).	182
(a)	Wen et Leva.	183
(b)	Molerus ($A = 0,125$ et $B = 25$).	183
(c)	Molerus modifié ($A = 0,073$ et $B = 12,9$).	183
(d)	Kunii et Levenspiel avec $t_c = 1,6$ s.	183
5.30	Comparaison de différents modèles de la littérature avec nos données expérimentales sur l'effet : du débit d'aération (\circ), du débit de solide (\times), de la température du lit (\triangle) et pour les deux essais de refroidissement (\square).	184

Troisième partie

Modélisation de l'hydrodynamique du transport vertical de suspensions gaz-particules en phase dense

Chapitre 6

**Outil de dimensionnement 1D :
résolution des bilans locaux de masse
et de quantité de mouvement sur le
gaz et le solide**

Sommaire

Introduction	197
6.1 Présentation du modèle 1D	197
6.1.1 Les équations	198
6.1.2 Modèles physiques	198
6.1.3 La géométrie	199
6.1.4 Algorithme de résolution : méthode «SIMPLE»	200
6.2 Exploitation du code	203
6.2.1 Transport dilué	203
6.2.2 Transport dense	206
6.2.2.1 Comparaison aux données expérimentales sur le cas de référence	206
6.2.3 Influence des conditions opératoires sur les prédictions du modèle	207
6.2.3.1 Effet du diamètre des particules	207
6.2.3.2 Effet de la loi de traînée utilisée	207
6.2.3.3 Effet de la vitesse du gaz	209
Conclusion	210
Nomenclature	212
Table des figures	213

Introduction

Dans le domaine de la modélisation des écoulements diphasiques gaz-particules en lits fluidisés, les outils les plus utilisés sont les modèles basés sur le formalisme Bulle-Emulsion tel que nous l'avons décrit dans le Chapitre 3 et les modèles de type CFD. La première catégorie de modèles repose sur une approche «physique» de l'écoulement et donne de très bons résultats à condition qu'ils soient alimentés par des lois ou corrélations réalistes concernant les propriétés des bulles et de l'émulsion (coalescence, vitesse, porosité). La deuxième catégorie présentée dans ce chapitre, consiste à résoudre les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement sur le gaz et sur le solide issues d'un modèle de type «Euler-Euler» (Simonin [167]). Le fort couplage entre la vitesse de glissement gaz-particules et la force de traînée, ainsi que le fort couplage entre les interactions particule-particule et le taux de présence solide, nécessitent l'utilisation d'un schéma numérique complexe de type prédictif-correctif. Cette approche donne des renseignements intéressants à l'échelle locale mais nécessite des temps de calcul très importants.

L'objectif de ce chapitre est d'établir un outil «intermédiaire» par les résolutions des équations bilans utilisées pour la simulation numérique 3D. Afin de pouvoir traiter les écoulements denses rencontrés dans le récepteur solaire, la résolution de ces équations doit se faire à partir d'une méthode de type prédictif-correctif. Une fois établi et validé, cet outil nécessite de faibles temps de calcul et peut donc être utilisé sur de nombreuses configurations et points de fonctionnement.

6.1 Présentation du modèle 1D

La simulation numérique 1D présente les intérêts suivants :

- elle permet d'évaluer rapidement l'influence des modèles physiques utilisés, comme la force de traînée, la pression granulaire, ...
- elle permet de présenter de façon simplifiée les algorithmes utilisés en simulation numérique 3D, et de s'y familiariser.

Il existe différentes méthodes de discrétisation pour la résolution des équations de conservation de masse et de quantité de mouvement sur le gaz et sur le solide : volumes finis, différences finies ou éléments finis. Les équations présentées dans la suite de ce chapitre correspondent à la méthode des volumes finis.

Le calcul numérique des solutions d'un problème réel passe par les étapes suivantes :

- la description des phénomènes qui constitue le modèle,
- la modélisation, autrement dit la description par un modèle mathématique du système étudié (il s'agit dans de nombreux cas d'Équations aux Dérivées Partielles EDP),
- l'analyse mathématique du modèle retenu (existence et unicité de la solution, continuité de la solution vis-à-vis des données),
- la discrétisation du domaine de calcul et l'implémentation du schéma numérique,
- l'analyse des résultats.

L'objectif est de représenter l'écoulement de la suspension à l'intérieur d'un tube d'échangeur de 2,17 m de hauteur. Le comportement local de la suspension est représenté par les équations de conservation de masse sur le gaz et sur le solide, par les équations de conservation de quantité de mouvement sur le gaz et sur le solide, et par l'équation de conservation du volume. Les vitesses gaz et solide sont imposées à l'entrée du tube, et la pression du gaz est imposée en sortie de ce dernier. La résolution de ce système d'équations permet de connaître les profils axiaux de vitesse et de taux de présence du gaz et du solide, ainsi que le profil axial de pression du gaz.

6.1.1 Les équations

Le modèle retenu est représenté par le jeu d'équations suivant (Simonin [167]). Il est constitué par les équations de bilans de masse et de quantité de mouvement en régime instationnaire sur le gaz et sur le solide, et l'équation de conservation du volume.

- le bilan de conservation de masse pour la phase gaz :

$$\frac{\partial (\rho_g \cdot \alpha_g)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_g \cdot \alpha_g \cdot u_g)}{\partial x} = 0, \quad (6.1)$$

- le bilan de conservation de masse pour la phase solide :

$$\frac{\partial (\rho_p \cdot \alpha_p)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_p \cdot \alpha_p \cdot u_p)}{\partial x} = 0 \quad (6.2)$$

- l'équation de bilan de conservation de la quantité de mouvement pour la phase gaz :

$$\frac{\partial (\rho_g \cdot \alpha_g \cdot u_g)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_g \cdot \alpha_g \cdot u_g \cdot u_g)}{\partial x} = -\alpha_g \cdot \frac{\partial P_g}{\partial x} - \alpha_g \cdot \rho_g \cdot g - I_{g/p} \quad (6.3)$$

- l'équation de bilan de conservation de la quantité de mouvement pour la phase solide :

$$\frac{\partial (\rho_p \cdot \alpha_p \cdot u_p)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_p \cdot \alpha_p \cdot u_p \cdot u_p)}{\partial x} = -\alpha_p \cdot \frac{\partial P_g}{\partial x} - \alpha_p \cdot \rho_p \cdot g + I_{g/p} - \frac{\partial P_p}{\partial x} \quad (6.4)$$

- l'équation de conservation des volumes :

$$\alpha_g + \alpha_p = 1 \quad (6.5)$$

L'ensemble des termes physiques présents dans ces équations est explicité dans la section suivante.

6.1.2 Modèles physiques

Le terme $I_{g/p}$ représente le transfert interfacial de quantité de mouvement de la phase gaz sur les particules solides. Dans le modèle mis en oeuvre, seule la force de traînée est considérée. Elle joue un rôle de premier plan pour le type d'écoulement généré dans les échangeurs.

$$I_{g/p} = \frac{3}{4} \cdot (1 - \alpha_g) \cdot \rho_g \cdot \frac{C_d}{d_p} \cdot |u_g - u_p| \cdot (u_g - u_p), \quad (6.6)$$

où C_d est le coefficient de traînée. Il peut être exprimé soit :

- par la corrélation de Wen et Yu [195] donnée par l'équation (6.7).

$$C_{d,W\&Y} = \frac{24}{Re_p} \cdot \left(1 + 0,15 \cdot Re_p^{0,687}\right) \cdot \alpha_g^{-1,7}, \quad (6.7)$$

où Re_p est le nombre de Reynolds particulaire défini par $Re_p = \frac{\rho_g \cdot d_p \cdot |u_p - u_g|}{\mu_g}$.

- par la corrélation d'Ergun [57] donnée par l'équation (6.8).

$$C_{d,Ergun} = \frac{200 \cdot (1 - \alpha_g)}{Re_p} + \frac{7}{3} \quad (6.8)$$

La pression granulaire P_p est donnée par l'expression suivante :

$$P_p = 2 \cdot (1 + e_c) \cdot \rho_p \cdot g_0(\alpha_p) \cdot \alpha_p^2 \cdot \Theta_p \quad (6.9)$$

Θ_p est la température granulaire et e_c est le coefficient de restitution particule-particule. Sa valeur sera considérée égale à 1 dans ce travail.

Et avec,

$$g_0(\alpha_p) = \left[1 - \frac{\alpha_p}{\alpha_{p,max}}\right]^{-2,5\alpha_{p,max}} \quad (6.10)$$

La fonction d'encombrement doit être calculée différemment si α_p dépasse la compacité maximale, mais ce cas n'est pas présenté.

Le gradient de pression granulaire peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial P_p}{\partial x} = \frac{\partial P_p}{\partial \alpha_p} \cdot \frac{\partial \alpha_p}{\partial x} \quad (6.11)$$

où $\frac{\partial P_p}{\partial \alpha_p}$ est la fonction d'encombrement.

La fonction d'encombrement est calculée à partir d'une extension de la forme proposée par Lun & Savage [117]. Cette fonction tend vers l'infini lorsque $\alpha_p \rightarrow \alpha_{p,max}$ (où $\alpha_{p,max}$ est la fraction volumique maximale).

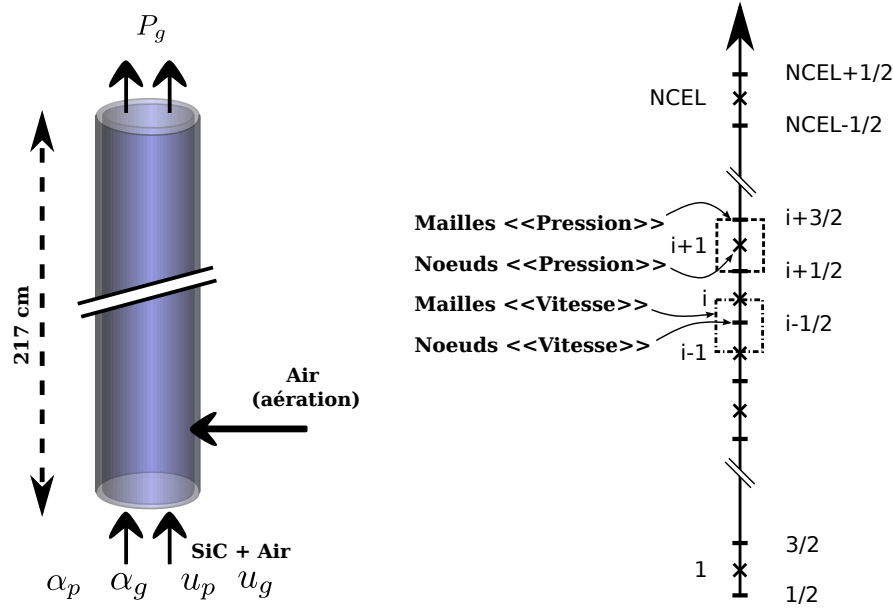
Le terme de pression granulaire P_p permet de ne pas dépasser l'encombrement maximal de la suspension ($\alpha_{p,max} = 0,64$).

6.1.3 La géométrie

La géométrie est identique à celle utilisée pour le modèle 1D Bulle-Emulsion. Il s'agit d'un tube de 2,17 m de hauteur, constitué d'une entrée à la base et d'une sortie en partie supérieure. La Figure 6.1(a) présente les conditions d'entrée et de sortie du tube (α_g , α_p , u_g , u_p à la base, et P_g au sommet).

On a choisi un maillage décalé pour les variables vitesse d'une part, et les variables scalaires (pression et taux de présence) d'autre part. Ce maillage permet l'obtention d'un bon couplage pression-vitesse (Patankar [145]).

Aux bornes du système, la méthode utilisée est celle des noeuds fictifs telle que présentée sur la Figure 6.2.



(a) Schéma d'un tube traversé par la suspension : $D_{t,int} = 34$ mm et $d_p = 64$ μ m. (b) Maillage décalé, utilisé pour la discrétisation des équations.

FIGURE 6.1 – Représentation du tube : conditions de fonctionnement et maillage.

6.1.4 Algorithme de résolution : méthode «SIMPLE»

Les équations présentées dans le paragraphe précédent montrent un fort couplage entre les vitesses, la pression et le taux de présence à travers :

- la force de traînée,
- la force de pression granulaire,
- et les forces de flottabilité.

L'algorithme de résolution de la méthode est présenté sur la Figure 6.3.

Cet algorithme est constitué par les étapes suivantes :

- L'initialisation des variables et des conditions aux limites.
- L'étape de prédiction du champ des vitesses gaz et solide à partir de la résolution des équations de conservation de quantité de mouvement écrites sur les mailles «vitesses». Lors de cette étape, le terme de traînée est semi-implicité de façon à anticiper une variation trop brutale du champ des vitesses sous l'effet de la force de traînée. Les champs de vitesses gaz et solide ainsi prédits ne respectent pas nécessairement l'équation de conservation de masse.
- Débute alors l'étape de correction du champ des vitesses. Cette étape est constituée de deux sous-étapes :
 - une étape de prédiction des taux de présence gaz et solide par la résolution symétrique des équations de conservation de masse sur chaque phase, à partir des expressions corrigées des champs de vitesses gaz et solide ($u_g^{n+1} = f(\alpha_p, P_g)$, $u_p^{n+1} = f(\alpha_p, P_g)$),

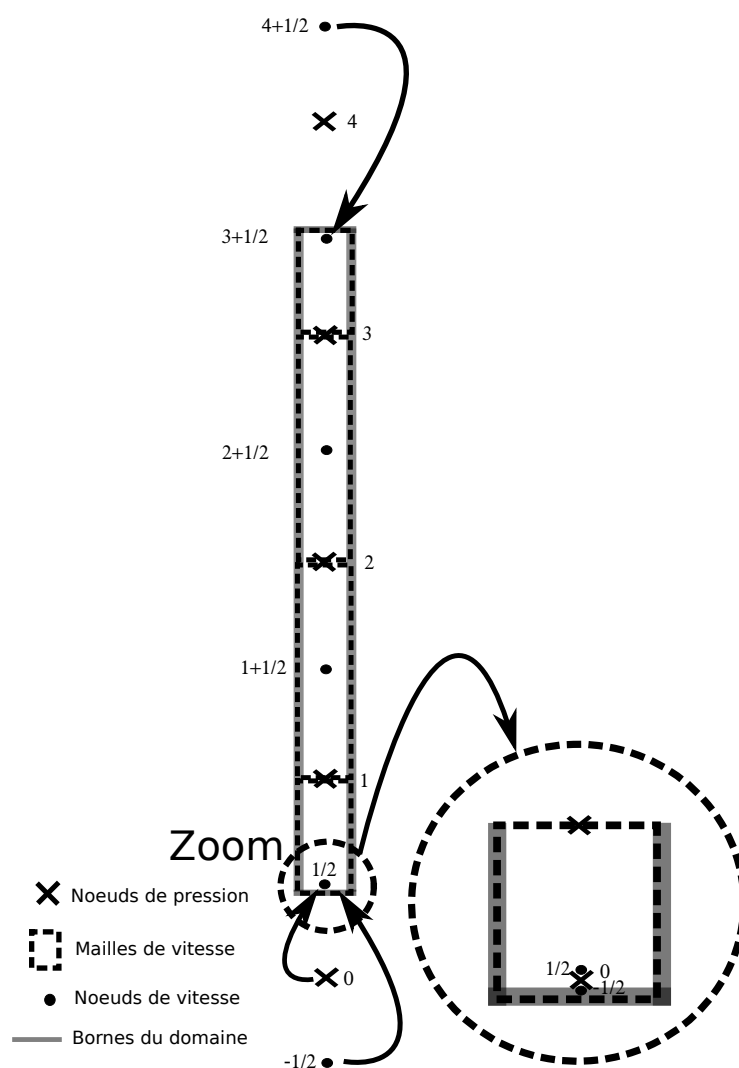


FIGURE 6.2 – Détail de l'écriture des Conditions aux Limites (CL) sur un domaine à 4 mailles «vitesse».

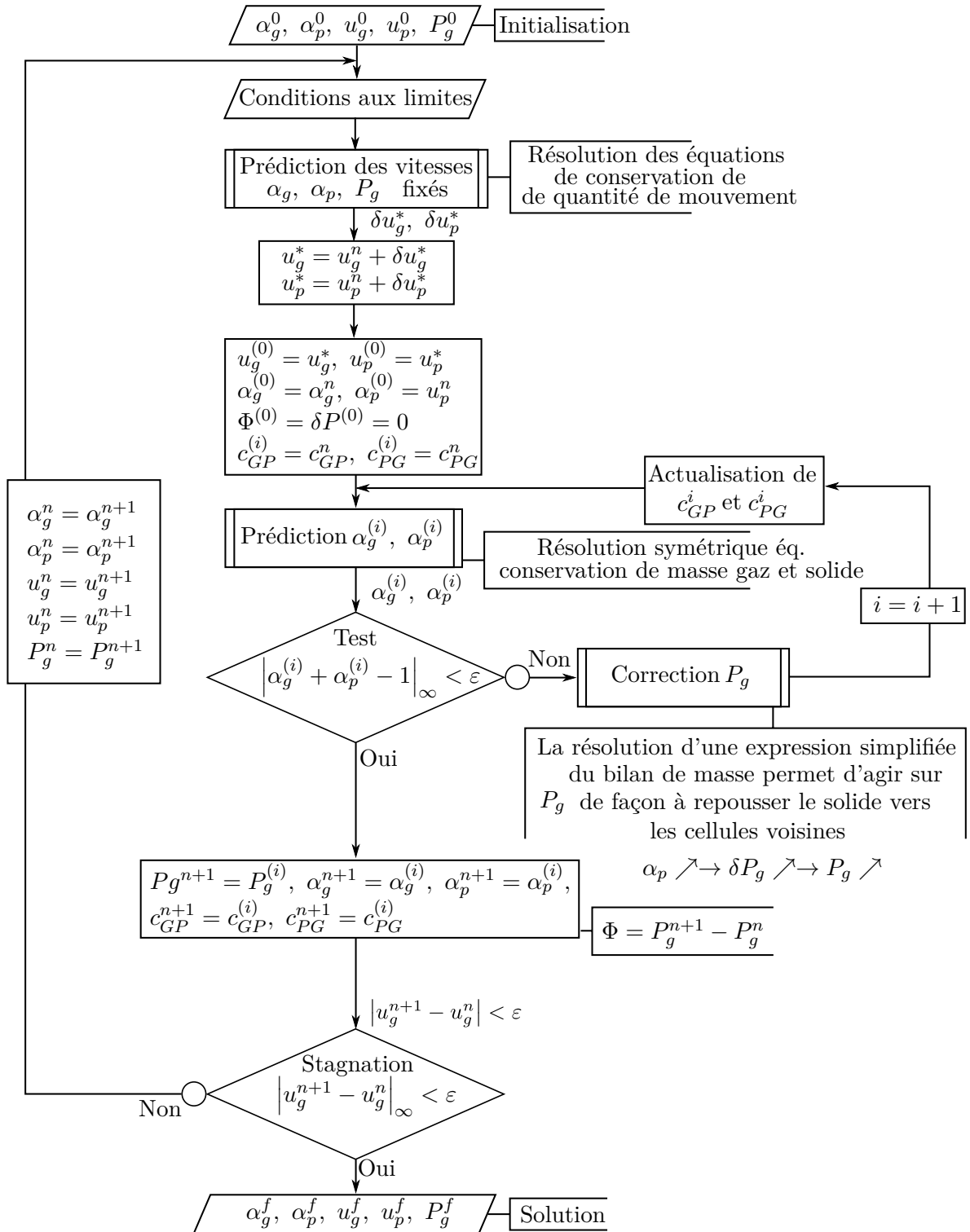


FIGURE 6.3 – Diagramme de l'algorithme de résolution de la méthode SIMPLE.

- une étape de correction des taux de présence par action sur le champ de pression du gaz.

Les étapes de la résolution des équations sont présentées en Annexe H de ce manuscrit. Cette annexe contient les étapes de discrétisation et les méthodes de résolution des systèmes d'équations discrétisées.

6.2 Exploitation du code

Pour l'ensemble des calculs présentés, le pas de temps utilisé est $\Delta t = 10^{-3}$ s et le pas d'espace est $\Delta x = 10^{-2}$ m. Le domaine est donc constitué de 217 mailles «vitesse» de 1 cm.

La loi de traînée utilisée est celle proposée par Wen et Yu [195].

Comme présentée dans l'Annexe H, l'écriture au temps n d'une variable y à la borne inférieure « bi » du domaine de résolution s'écrit sous la forme donnée par l'équation (6.12), et l'équation (6.13) présente la forme à la borne supérieure « bs ».

$$y_{bi}^n = A_{y_{bi}}^n + B_{y_{bi}}^n \cdot y_1^n \quad (6.12)$$

où y_1^n est la valeur de la variable au premier noeud du domaine, soit le point d'indice 1/2 pour les variables «vitesse» et le point d'indice 1 pour les variables «scalaire».

$$y_{bs}^n = A_{y_{bs}}^n + B_{y_{bs}}^n \cdot y_n^n \quad (6.13)$$

où y_n^n est la valeur de la variable au dernier noeud du domaine, soit le point d'indice $NCEL+1/2$ pour les variables «vitesse» et le point d'indice $NCEL$ pour les variables «scalaire». $NCEL$ est le nombre de mailles «vitesse».

Ainsi, les valeurs des termes A et B correspondant à chacune des variables sont données dans les tableaux des conditions aux frontières présentés par la suite.

6.2.1 Transport dilué

En transport dilué, autrement dit à forte vitesse du gaz et faible taux de présence du solide, la vitesse de glissement calculée doit correspondre à la vitesse terminale de chute d'une particule isolée.

Les tableaux 6.1 et 6.2 fournissent respectivement les conditions aux frontières et les conditions initiales utilisées afin d'établir les cas de transport «dilué» du solide. Les conditions aux frontières sont conservées constantes tout au cours de chaque calcul. Pour ces calculs, les propriétés du solide utilisées sont celles du carbure de silicium : $\rho_p = 3210 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $d_p = 64 \text{ } \mu\text{m}$. Les cas 1 et 2 diffèrent par la vitesse des particules imposée à l'entrée du domaine.

Les Figures 6.4(a) et 6.4(b) présentent respectivement les profils axiaux des vitesses du gaz et du solide obtenus à différents instants du calcul. À $t = 10$ s, le système a convergé vers une solution stationnaire, autrement dit la solution du système n'évolue plus dans le temps. Le solide est accéléré par la traînée exercée par le gaz sur une zone réduite proche de l'entrée de la

Tableau 6.1 – Conditions aux frontières en entrée et en sortie du domaine : les vitesses sont données en $[m \cdot s^{-1}]$ et la pression du gaz est donnée en $[hPa]$.

	Borne inférieure										Borne supérieure									
	u_g		u_p		α_g		α_p		P_g		u_g		u_p		α_g		α_p		P_g	
	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B
Calcul n°1	1	0	0,02	0	0,57	0	0,43	0	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	1013	0
Calcul n°2	1	0	0,2	0	0,57	0	0,43	0	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	1013	0

Tableau 6.2 – Conditions initiales sur l'ensemble du domaine de calcul : les vitesses sont données en $[m \cdot s^{-1}]$ et la pression du gaz est donnée en $[hPa]$.

	u_g	u_p	α_g	α_p	P_g
Calcul n°1	1	0,02	0,9999	0,0001	1013
Calcul n°2	1	0,2	0,9999	0,0001	1013

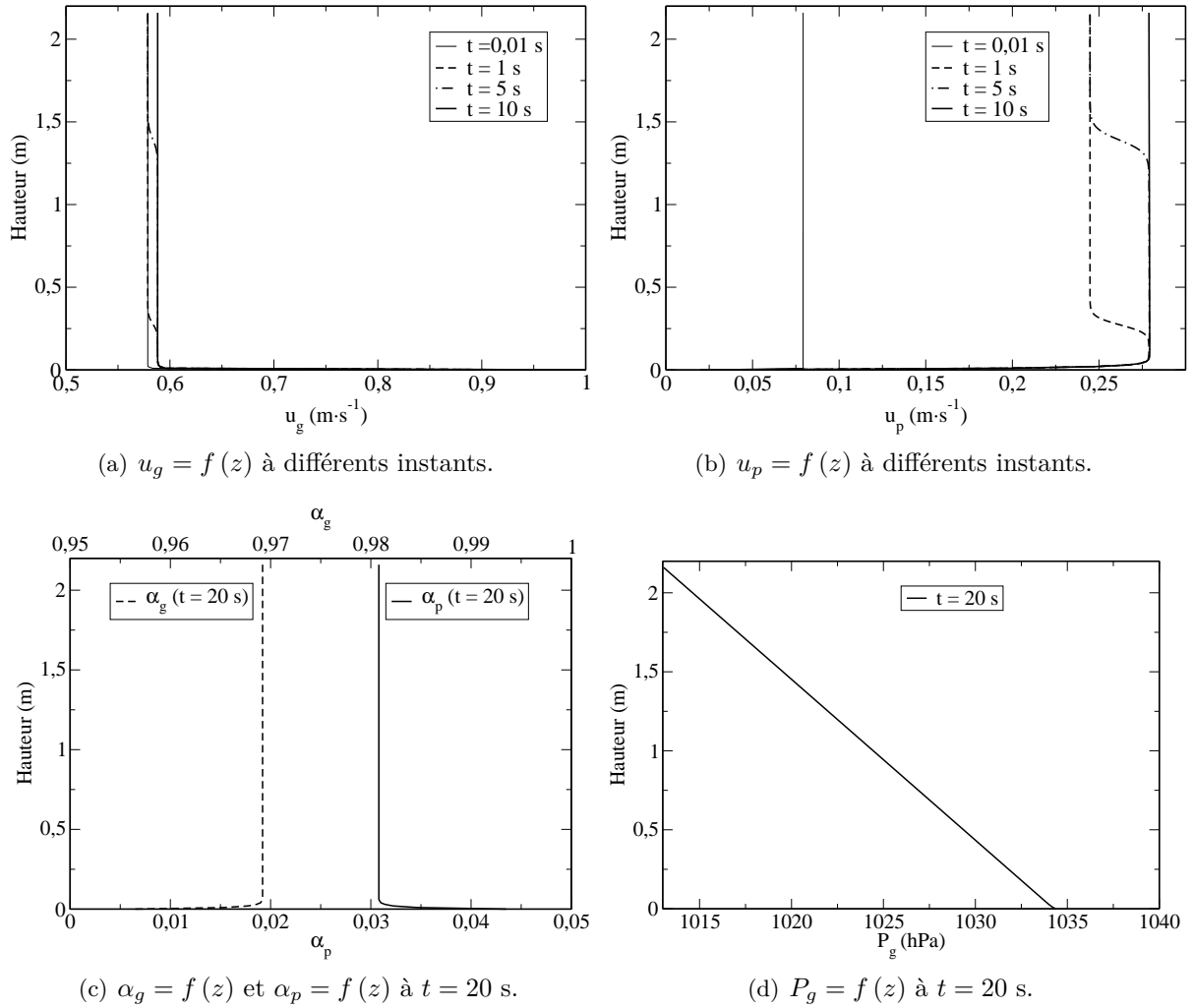


FIGURE 6.4 – Résultats de la simulation relative aux conditions du calcul n°1.

colonne (environ 10 cm), puis son accélération devient nulle. La vitesse des particules passe de la vitesse initiale soit $2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ à environ $28 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$. De plus, le nombre de Reynolds particulaire étant très petit devant 1, la vitesse de glissement entre les phases doit être proche de la vitesse terminale de chute d'une particule isolée de Stokes $U_t = 34 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$. La vitesse de glissement $u_g - u_p$ correspond bien à la vitesse de Stokes. Ces résultats confirment l'écriture des équations de conservation de quantité de mouvement sur chaque phase.

La Figure 6.4(c) montre que l'équation de conservation du volume est respectée sur l'ensemble du domaine. En effet, la somme des taux de présence gaz et solide est bien égale à l'unité sur l'ensemble des mailles du domaine.

Enfin, la Figure 6.4(d) présente le profil axial de pression du gaz le long de la colonne. La pression en sortie de la colonne correspond à la pression atmosphérique imposée. La perte de charge observée est égale à la pression hydrostatique du solide contenue dans le tube.

Pour le second calcul présenté ci-dessous, la vitesse des particules imposée à l'entrée du système est 10 fois supérieure à celle du calcul n°1.

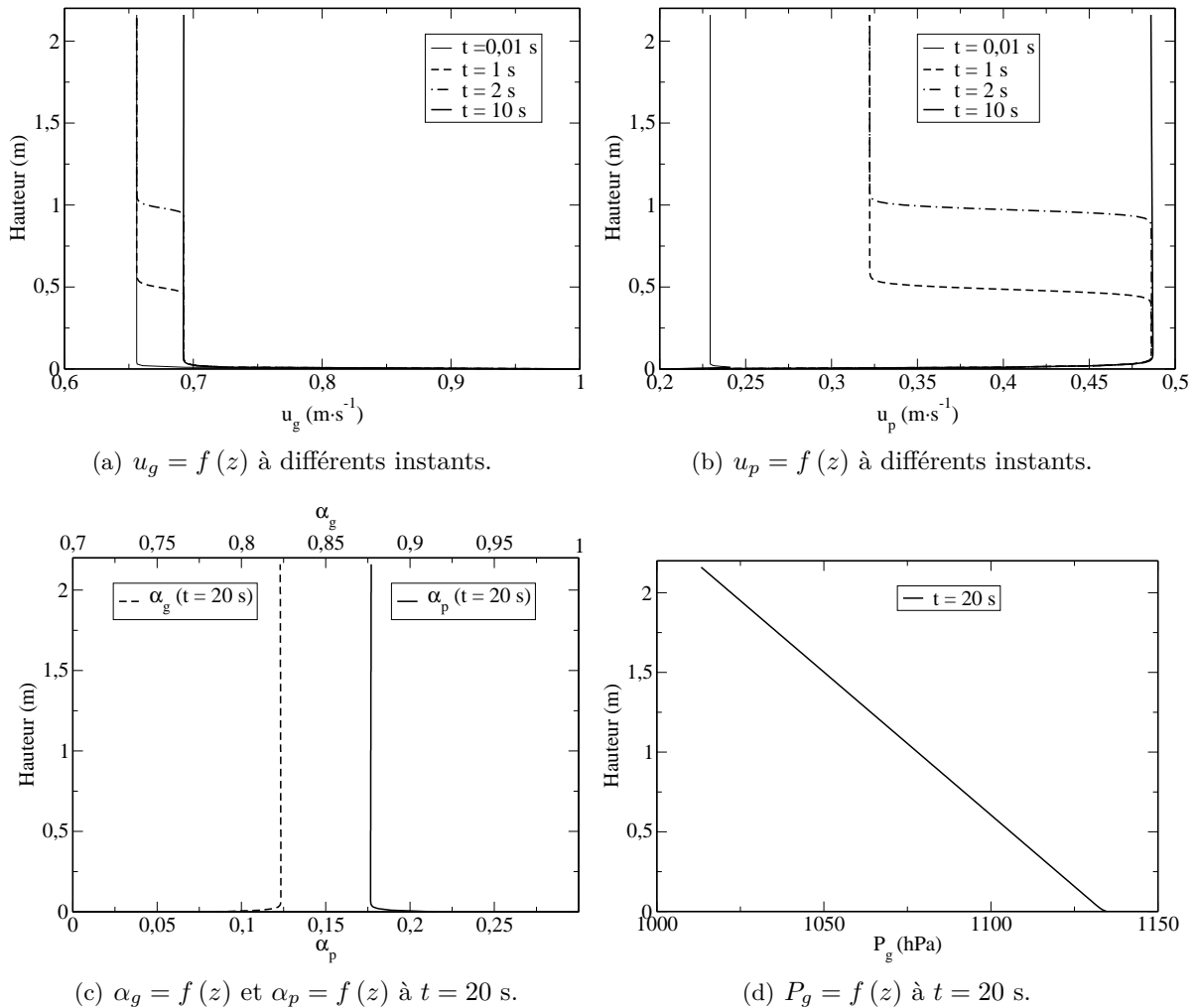


FIGURE 6.5 – Résultats de la simulation relative aux conditions du calcul n°2.

Les Figures 6.5(a) et 6.5(b) présentent l'évolution de la vitesse du gaz et de la vitesse du solide en fonction de la hauteur dans le tube. La vitesse de glissement $u_g - u_p$ ne correspond plus à la vitesse de glissement d'une particule isolée. Cette vitesse de glissement est réduite par rapport à celle du calcul n°1. Ce résultat s'explique par le fort taux de présence du solide dans la colonne

(Figure 6.5(c)), pour lequel la suspension ne peut plus être considérée comme diluée. Pour ce cas, la force de traînée n'est plus la contribution dominante au transport des particules, et la pression hydrostatique du gaz devient une contribution non négligeable au transport.

La perte de charge du gaz dans la colonne pour le calcul n°2 (Figure 6.5(d)) est plus importante que celle du calcul n°1. Ce résultat s'explique par la plus forte rétention du solide dans la colonne.

6.2.2 Transport dense

Le transport en phase dense correspond au cas où la suspension est marquée par un gradient de pression du gaz important dans la colonne. Ce transport est rencontré pour les vitesses de gaz modérées, autrement dit, inférieures à la vitesse terminale de chute d'une particule isolée.

6.2.2.1 Comparaison aux données expérimentales sur le cas de référence

Les conditions aux frontières du domaine utilisées pour la comparaison de ce modèle à nos résultats expérimentaux sont présentées dans le Tableau 6.3. Les conditions initiales sont quant à elles présentées dans la Tableau 6.4. Le cas de référence correspond à celui présenté au Chapitre 3.

Tableau 6.3 – Conditions aux frontières en entrée et en sortie du domaine : les vitesses sont données en $[m \cdot s^{-1}]$ et la pression du gaz est donnée en $[hPa]$.

	Borne inférieure										Borne supérieure									
	u_g		u_p		α_g		α_p		P_g		u_g		u_p		α_g		α_p		P_g	
	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B
Calcul n°3	0,09	0	0,011	0	0,57	0	0,43	0	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	1013	0

Tableau 6.4 – Conditions initiales sur l'ensemble du domaine de calcul : les vitesses sont données en $[m \cdot s^{-1}]$ et la pression du gaz est donnée en $[hPa]$.

	u_g	u_p	α_g	α_p	P_g
Calcul n°3	0,09	0,011	0,57	0,43	1013

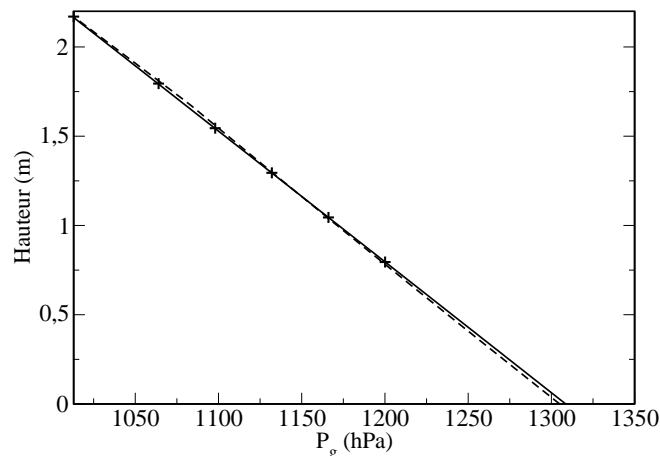


FIGURE 6.6 – Évolution de la pression P_g du gaz dans le tube : (+) points expérimentaux obtenus sur la maquette froide avec $Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ et $F_p = 52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$, (---) profil issu du modèle 1D bulle-émulsion, (—) profil issu du modèle 1D prédictif-correctif.

Sur la Figure 6.6, sont présentées les données expérimentales de mesure de pression le long de la colonne pour le cas de référence ($Q_{ae} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $F_p = 52 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$). Les vitesses du gaz et

des particules imposées à l'entrée de la colonne correspondent à ces conditions opératoires, pour une suspension à l'état du minimum de fluidisation et pour un diamètre de tube de 34 mm. D'un point de vue global, le modèle 1D bulle-émulsion et le modèle 1D prédictif-correctif permettent de prédire de façon correcte le profil axial de perte de charge du gaz mesuré sur la colonne au-dessus de l'aération.

6.2.3 Influence des conditions opératoires sur les prédictions du modèle

La suite de cette section présente l'effet : du diamètre des particules, de la loi de traînée, et de la vitesse du gaz sur les prédictions du profil de pression dans la colonne.

6.2.3.1 Effet du diamètre des particules

Les conditions aux frontières du domaine ainsi que les conditions initiales de l'étude de l'effet du diamètre des particules sont présentés respectivement dans les Tableaux 6.5 et 6.6.

Tableau 6.5 – Conditions aux frontières en entrée et en sortie du domaine : les vitesses sont données en $[m \cdot s^{-1}]$, la pression du gaz est donnée en $[hPa]$ et d_p est en $[\mu m]$.

	Borne inférieure										Borne supérieure									
	u_g		u_p		α_g		α_p		P_g		u_g		u_p		α_g		α_p		P_g	
	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B
Calcul n°4/5/6/7/8/9 $d_p = 20/30/40/50/60/70$	0,09	0	0,011	0	0,57	0	0,43	0	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	1013	0

Tableau 6.6 – Conditions initiales sur l'ensemble du domaine de calcul : les vitesses sont données en $[m \cdot s^{-1}]$ et la pression du gaz est donnée en $[hPa]$.

	u_g	u_p	α_g	α_p	P_g
Calcul n°4/5/6/7/8/9	0,09	0,011	0,57	0,43	1013

Les Figures 6.7(a) et 6.7(b) présentent respectivement le profil axial de pression du gaz en fonction du diamètre des particules utilisées, et l'évolution de la fraction volumique moyenne du gaz sur la colonne en fonction du diamètre des particules.

La réduction de la perte de charge du gaz observée avec la réduction du diamètre des particules est expliquée par l'accroissement du terme de traînée $I_{g/p}$ avec la réduction de la taille des particules. Sur la Figure 6.7(b), est représenté le point expérimental obtenu pour le cas de référence sur la maquette froide, présenté plus haut. Pour ces conditions opératoires, on remarque que le modèle sous-estime légèrement la porosité de la suspension dans la colonne. Le diamètre des particules permettant d'obtenir une porosité égale à la porosité expérimentalement déterminée est proche de $50 \mu m$.

6.2.3.2 Effet de la loi de traînée utilisée

Dans cette section, deux lois de traînée sont comparées à partir des prédictions du modèle :

- la loi de Wen et Yu [195],
- la loi d'Ergun [57].

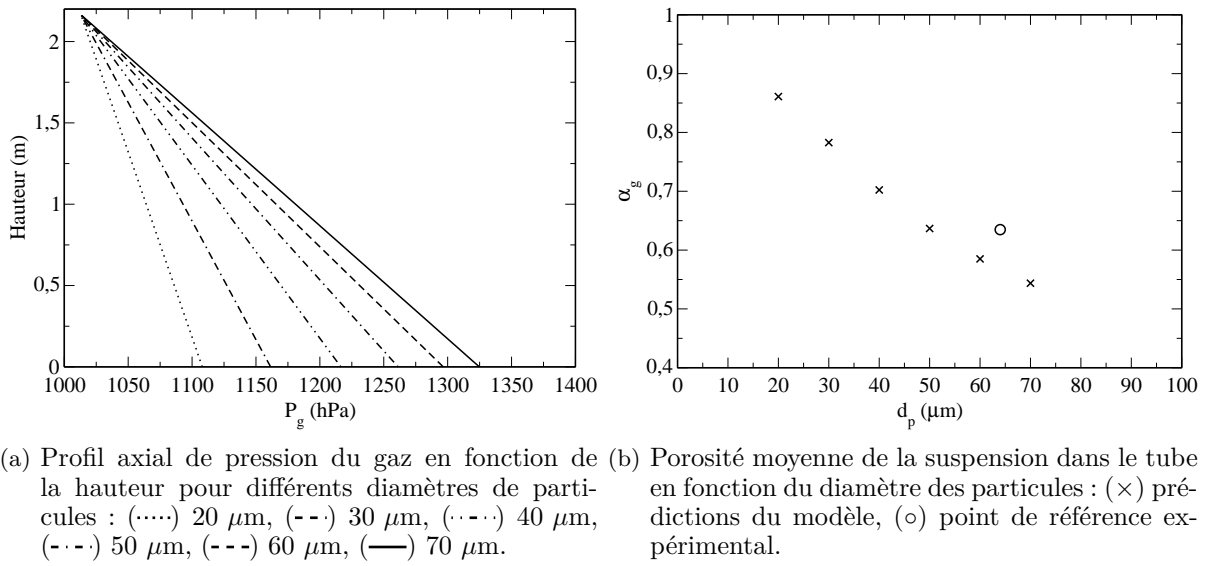


FIGURE 6.7 – Effet du diamètre des particules sur les prédictions du modèle.

Tableau 6.7 – Conditions aux frontières en entrée et en sortie du domaine : les vitesses sont données en $[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$ et la pression du gaz est donnée en $[\text{hPa}]$.

	Borne inférieure										Borne supérieure									
	u_g		u_p		α_g		α_p		P_g		u_g		u_p		α_g		α_p		P_g	
	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B
Calcul n°10/11	0,09	0	0,011	0	0,57	0	0,43	0	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	1013	0
$C_d = W\&Y/Ergun$																				

Tableau 6.8 – Conditions initiales sur l'ensemble du domaine de calcul : les vitesses sont données en $[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$ et la pression du gaz est donnée en $[\text{hPa}]$.

	u_g	u_p	α_g	α_p	P_g
Calcul n°10/11	0,09	0,011	0,57	0,43	1013

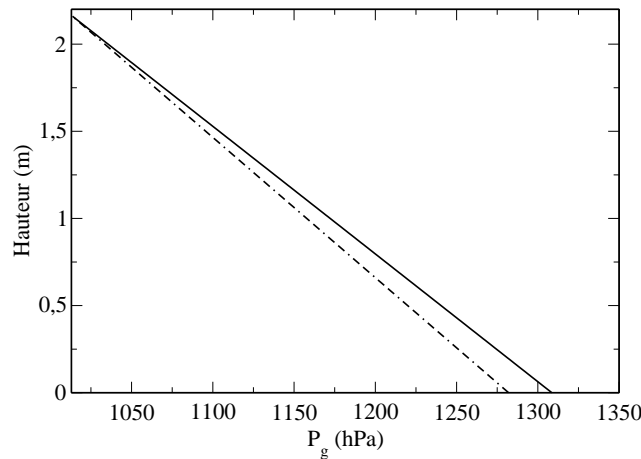


FIGURE 6.8 – Profil axial de pression du gaz en fonction de la loi de traînée utilisée : (—) Wen et Yu, (---) Ergun.

Les conditions opératoires utilisées pour l'étude de l'effet de la loi de traînée utilisée sont représentées dans les Tableaux 6.7 (conditions aux frontières) et 6.8 (conditions initiales).

La Figure 6.8 présente le profil axial de pression du gaz pour chacune des deux lois utilisées.

Cette figure montre que la loi d'Ergun conduit à l'estimation d'une porosité de la suspension dans le tube plus importante que la loi de Wen et Yu.

6.2.3.3 Effet de la vitesse du gaz

Les conditions opératoires utilisées pour l'étude de l'effet de la vitesse du gaz imposée à l'entrée de la colonne sont représentées dans les Tableaux 6.9 (conditions aux frontières) et 6.10 (conditions initiales).

Tableau 6.9 – Conditions aux frontières en entrée et en sortie du domaine : les vitesses sont données en $[m \cdot s^{-1}]$ et la pression du gaz est donnée en $[hPa]$.

	Borne inférieure										Borne supérieure									
	u_g		u_p		α_g		α_p		P_g		u_g		u_p		α_g		α_p		P_g	
	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B
Calcul n°12	0,07	0	0,02	0	0,57	0	0,43	0	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	1013	0
Calcul n°13	0,1	0	0,02	0	0,57	0	0,43	0	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	1013	0
Calcul n°14	0,12	0	0,02	0	0,57	0	0,43	0	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	1013	0
Calcul n°15	0,15	0	0,02	0	0,57	0	0,43	0	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	1013	0
Calcul n°16	0,2	0	0,02	0	0,57	0	0,43	0	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	1013	0
Calcul n°17	0,25	0	0,02	0	0,57	0	0,43	0	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	1013	0

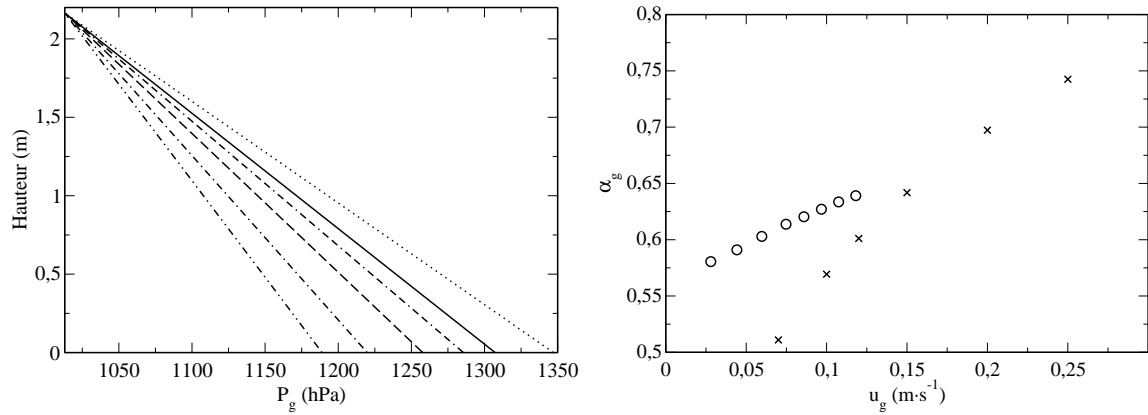
Tableau 6.10 – Conditions initiales sur l'ensemble du domaine de calcul : les vitesses sont données en $[m \cdot s^{-1}]$ et la pression du gaz est donnée en $[hPa]$.

	u_g	u_p	α_g	α_p	P_g
Calcul n°12	0,07	0,02	0,57	0,43	1013
Calcul n°13	0,1	0,02	0,57	0,43	1013
Calcul n°14	0,12	0,02	0,57	0,43	1013
Calcul n°15	0,15	0,02	0,57	0,43	1013
Calcul n°16	0,2	0,02	0,57	0,43	1013
Calcul n°17	0,25	0,02	0,57	0,43	1013

Les Figures 6.9(a) et 6.9(b) présentent respectivement les profils axiaux de pression du gaz et de porosité moyenne de la colonne à différentes vitesses du gaz imposées à l'entrée de la colonne.

L'augmentation de la vitesse du gaz s'accompagne de la réduction du gradient de perte de charge du gaz (Figure 6.9(a)), et de la réduction de la rétention de solide dans la colonne (Figure 6.9(b)).

L'expansion de la colonne de solide avec la vitesse du gaz a été comparée aux données expérimentales obtenues sur les tubes de la maquette froide (Figure 3.29, à 175 cm au-dessus de l'extrémité inférieure du tube). On remarque que l'augmentation de la porosité de la suspension avec l'augmentation de la vitesse du gaz à l'entrée est surestimée. Ce résultat peut être attribué à l'impossibilité de représenter l'inhomogénéité radiale des propriétés de l'écoulement par ce modèle 1D. L'estimation de l'évolution du comportement de la suspension en fonction des conditions opératoires nécessitent très certainement la résolution numérique 2D ou 3D de l'écoulement, objet du Chapitre suivant.



(a) Profil axial de pression du gaz en fonction de la hauteur pour différentes vitesses du gaz à l'entrée du tube : (.....) $U_g = 0,07 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, (—) $U_g = 0,1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, (---) $U_g = 0,12 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, (-.-) $U_g = 0,1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, (-.-.-) $U_g = 0,2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, (·-·-·) $U_g = 0,25 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.
(b) Porosité moyenne de la suspension dans le tube en fonction de la vitesse du gaz à l'entrée du tube : (x) prédictions du modèle, (o) points expérimentaux.

FIGURE 6.9 – Effet de la vitesse du gaz à l'entrée du tube sur les prédictions du modèle.

Conclusion

Dans ce chapitre, les écoulements établis au sein de la maquette froide d'échangeur construite et exploitée au Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse, ont été simulés à partir de l'écriture et du développement d'un code 1D «maison».

Ce code repose sur une méthode de type euler-euler prédictive-corrective à partir de la résolution des équations de bilans de masse et de quantité de mouvement gaz et solide. Cet outil de dimensionnement d'ingénierie est capable de traiter aussi bien les écoulements diphasiques gaz-solide dilués et denses. Les temps de calcul de ce code sont extrêmement courts, ce qui a permis d'effectuer de nombreux tests sur différents points de fonctionnement et pour différents diamètres de particules. Les résultats obtenus ont été comparés aux mesures expérimentales de perte de charge du gaz sur la colonne.

Dans la gamme des conditions opératoires parcourue, et notamment pour le cas de référence des essais hydrodynamiques à température ambiante, ce modèle permet de correctement prédire le profil axial de perte de charge sur la colonne.

Pour des gammes plus élargies de vitesses, le modèle ne permet pas de prédire de façon convenable l'évolution des propriétés de l'écoulement. Ce point peut être expliqué par l'impossibilité de représenter la structure radialement inhomogène de l'écoulement, ce dernier étant traversé par des bulles évacuant l'excès d'air par rapport aux conditions minimale de bullage. Par conséquent, la représentation de ces écoulements sur des gammes de conditions opératoires élargies nécessite l'utilisation de domaines 2D ou 3D.

La suite du développement de cet outil 1D de dimensionnement d'ingénierie est d'implanter l'équation de transport de l'enthalpie de chacune des phases afin de traiter les écoulements à haute température. Cette implantation est relativement aisée car ces deux équations de transport ne nécessitent aucun couplage aux équations du couplage «pression-vitesse».

Remerciements

Je remercie tout particulièrement M. Mechitoua (Ingénieur de Recherche, EDF) de m'avoir présenté cet algorithme de calcul dans son ensemble, et guidé lors du travail d'écriture en m'accordant du temps sur ses journées de vacances à Toulouse. Ce modèle a déjà été proposé en [124].

Nomenclature

Symboles grecs :

α_k : taux de présence de la phase k	Δt : pas de temps [s]
ε_k : Volume fraction of k-phase	Δx : pas d'espace [m]
ρ_k : masse volumique de la phase k [kg · m ⁻³]	

Symboles romans :

d_p : diamètre des particules [μm]	F_p : Solid mass flowrate [kg · s ⁻¹]
e_c : coefficient de restitution particule-particule	$I_{g/p}$: force de traînée exercée par le gaz sur les particules [N]
g : constante de gravité [m · s ⁻²]	P_g : pression du gaz [hPa]
t : temps [s]	P_p : pression granulaire [Pa]
u_k : vitesse interstitielle de la phase k [m · s ⁻¹]	Q_{ae} : Aeration mass flow rate of the tube [m ³ · s ⁻¹]
x : variable de discrétisation en espace [m]	U_t : vitesse terminale de chute m · s ⁻¹

Nombres adimensionnels :

C_d : coefficient de traînée	Re_p : nombre de reynolds particulaire $\frac{\rho_g \cdot d_p \cdot U_g}{\mu_g}$
--------------------------------	---

Indices :

ae : Aeration	p : particules
g : gaz	CI : conditions initiales
g/p : exercé par le gaz sur les particules	CL : conditions aux limites

Figures

(a)	Schéma d'un tube traversé par la suspension : $D_{t,int} = 34$ mm et $d_p = 64$ μ m.	199
(b)	Maillage décalé, utilisé pour la discrétisation des équations.	199
6.1	Représentation du tube : conditions de fonctionnement et maillage.	200
6.2	Détail de l'écriture des Conditions aux Limites (CL) sur un domaine à 4 mailles «vitesse».	201
6.3	Diagramme de l'algorithme de résolution de la méthode SIMPLE.	202
(a)	$u_g = f(z)$ à différents instants.	203
(b)	$u_p = f(z)$ à différents instants.	203
(c)	$\alpha_g = f(z)$ et $\alpha_p = f(z)$ à $t = 20$ s.	203
(d)	$P_g = f(z)$ à $t = 20$ s.	203
6.4	Résultats de la simulation relative aux conditions du calcul n°1.	204
(a)	$u_g = f(z)$ à différents instants.	205
(b)	$u_p = f(z)$ à différents instants.	205
(c)	$\alpha_g = f(z)$ et $\alpha_p = f(z)$ à $t = 20$ s.	205
(d)	$P_g = f(z)$ à $t = 20$ s.	205
6.5	Résultats de la simulation relative aux conditions du calcul n°2.	205
6.6	Évolution de la pression P_g du gaz dans le tube : (+) points expérimentaux obtenus sur la maquette froide avec $Q_{ae} = 150$ NL \cdot h $^{-1}$ et $F_p = 52$ kg \cdot h $^{-1}$, (---) profil issu du modèle 1D bulle-émulsion, (—) profil issu du modèle 1D prédictif-correctif.	206
(a)	Profil axial de pression du gaz en fonction de la hauteur pour différents diamètres de particules : (.....) 20 μ m, (-.-) 30 μ m, (·-·) 40 μ m, (-.-) 50 μ m, (---) 60 μ m, (—) 70 μ m.	207
(b)	Porosité moyenne de la suspension dans le tube en fonction du diamètre des particules : (x) prédictions du modèle, (o) point de référence expérimental.	207
6.7	Effet du diamètre des particules sur les prédictions du modèle.	208
6.8	Profil axial de pression du gaz en fonction de la loi de traînée utilisée : (—) Wen et Yu, (---) Ergun.	208
(a)	Profil axial de pression du gaz en fonction de la hauteur pour différentes vitesses du gaz à l'entrée du tube : (.....) $U_g = 0,07$ m \cdot s $^{-1}$, (—) $U_g = 0,1$ m \cdot s $^{-1}$, (-.-) $U_g = 0,12$ m \cdot s $^{-1}$, (---) $U_g = 0,1$ m \cdot s $^{-1}$, (·-·) $U_g = 0,2$ m \cdot s $^{-1}$, (·-·) $U_g = 0,25$ m \cdot s $^{-1}$	209
(b)	Porosité moyenne de la suspension dans le tube en fonction de la vitesse du gaz à l'entrée du tube : (x) prédictions du modèle, (o) points expérimentaux.	209
6.9	Effet de la vitesse du gaz à l'entrée du tube sur les prédictions du modèle.	210

Chapitre 7

Simulation numérique 3D de l'hydrodynamique du récepteur solaire

Sommaire

Introduction	217
7.1 Géométrie	217
7.2 Maillage	217
7.3 Propriétés physiques des phases	218
7.4 Modèles mathématiques	219
7.5 Paramètres numériques	220
7.6 Conditions aux limites	220
7.7 Résultats sur un cas de référence : débit de solide $100 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$	221
7.8 Résultats : étude de l'effet du débit de solide	223
Conclusion	229
Nomenclature	230
Table des figures	231

Introduction

L'objectif de ce chapitre est d'étudier par la simulation CFD numérique 3D le comportement hydrodynamique de la suspension gaz-particules dans la maquette froide conçue et réalisée au Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse (Chapitre 2). La simulation numérique 3D permet d'étudier le mouvement vertical et radial des particules et de caractériser finement le type d'écoulement généré dans le récepteur. De plus, ce chapitre présente également une étude de l'effet de l'aération et du débit de solide sur les grandeurs locales de la suspension gaz-particules.

Ce chapitre présente successivement :

- les paramètres numériques de la simulation (maillage, propriétés des phases, conditions aux limites, modèles de fermeture),
- les résultats de la simulation du cas de référence pour un débit de solide de $100 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$,
- l'étude de l'effet du débit de solide sur les grandeurs locales de l'écoulement.

7.1 Géométrie

La maquette «froide» du récepteur solaire (Figure 3.1), conçue et réalisée au Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse, simule le comportement hydrodynamique d'un échangeur constitué de deux tubes à l'intérieur desquels une suspension d'air et de particules est en écoulement ascendant dans un état proche de celui d'un lit fluidisé ($\approx 40\%$ volumique de solide). L'alimentation en solide du système se fait au travers d'une trémie pouvant contenir jusqu'à 300 kg de solide, connectée à une vis sans fin permettant d'alimenter un caisson fluidisé (largeur 40 cm , profondeur 20 cm et hauteur 40 cm) avec un débit de solide pouvant aller jusqu'à $130 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$. Le ciel de ce lit et la trémie sont reliés par un tube dont le rôle est d'égaliser leur pression. Cette pression est régulée par une vanne pneumatique à contrôle PID. Cette surpression appliquée au ciel du lit fluidisé entraîne l'ascension de la suspension à l'intérieur des tubes de l'échangeur. L'évacuation du solide se fait par déverse dans un autre lit fluidisé.

Les tubes, constituant le récepteur solaire dans le cas d'une utilisation à chaud, sont disposés à 10 cm du distributeur, mesurent $2,15 \text{ mètres}$ de haut, et ont un diamètre intérieur de 34 mm . Une injection d'air secondaire, nommée «aération», est placée à 57 cm du bas de chaque tube. Cette aération permet de diminuer la pression motrice nécessaire à l'écoulement et de conserver la stabilité du débit de solide dans les tubes. Le régime d'écoulement est considéré comme établi lorsqu'à débit de solide d'alimentation imposé par la vis sans fin, la masse de solide dans le lit fluidisé où plongent les tubes est constante. Les effets des paramètres opératoires sur le comportement hydrodynamique de cet échangeur ont été finement étudiés [24].

La maquette est équipée de capteurs de pression relative bidirectionnelle le long du tube et d'un système de traçage à l'hélium. A partir d'un débit d'hélium injecté au niveau de l'aération du tube et d'un système d'analyse placé en sortie du tube, la dispersion axiale du gaz dans la suspension est déterminée.

7.2 Maillage

Compte tenu de la géométrie du lit fluidisé, la géométrie du maillage a été simplifiée à celle d'un seul tube. Le caisson du lit fluidisé a une surface de $0,04 \text{ m}^2$ et une hauteur de 40 cm . Le tube

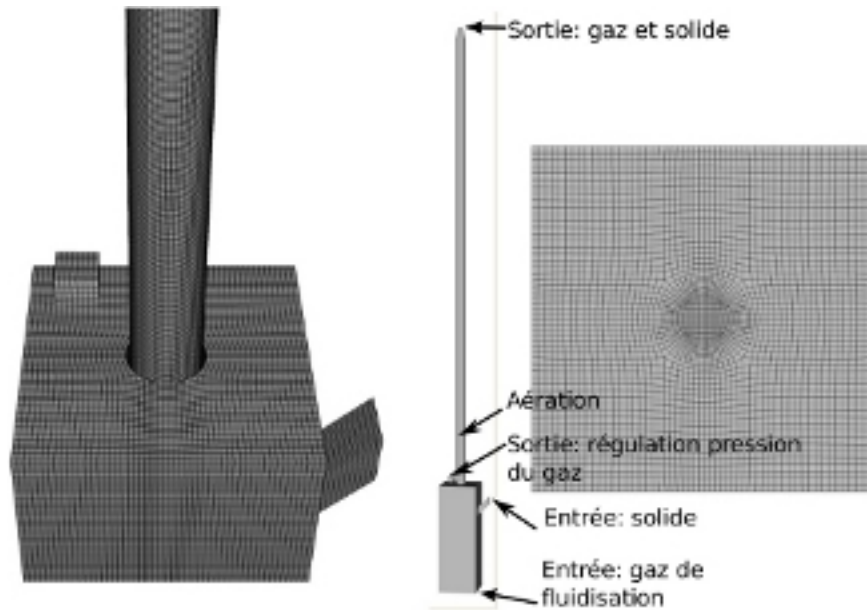


FIGURE 7.1 – Maillage 3D.

possède un diamètre intérieur de 34 mm, une hauteur de 2,15 m et son extrémité basse est située à 10 cm de la grille de fluidisation. Le maillage (Figure 7.1) comprend 1 650 000 hexaèdres, basé sur une technique de type O-Grid dont les cellules mesurent approximativement $\Delta_r = 1,2$ mm et $\Delta_z = 1,5$ mm.

7.3 Propriétés physiques des phases

Le Tableau 7.1 regroupe les propriétés physiques des deux phases. La phase gazeuse suit la loi d'état des gaz parfaits. La température est constante et égale à 293 K.

La Figure 1.11 montre une photo MEB des particules de carbure de silicium. Ces particules ont des formes très irrégulières avec une forte polydispersion de taille. Les premières simulations menées avec un diamètre des particules pris égal au $d_{3/2} = 64 \mu\text{m}$ de la distribution granulométrique ont montré que les résultats numériques sous-estimaient fortement l'expansion du lit mesurée expérimentalement. Ce résultat peut s'expliquer par la Figure 7.2. Cette figure montre l'évolution de la porosité du lit lors d'une expansion dite homogène obtenue analytiquement par inversion de la loi de traînée à partir de l'équation de quantité de mouvement. Il est à noter que l'expansion du lit fluidisé prédite par ce simple calcul analytique est une valeur maximale car les nombreuses collisions se produisant dans un calcul numérique auront tendance à diminuer cette expansion. Les lois de traînée classiques ne permettent donc pas de prédire la porosité mesurée du lit fluidisé pour ce type de distribution granulométrique polydisperse complètement non sphérique. Afin d'obtenir une expansion du lit en accord avec les mesures expérimentales, le diamètre des particules a été arbitrairement pris égal à $40 \mu\text{m}$.

Il aurait également pu être intéressant de garder le diamètre moyen de Sauter et de modifier la loi de traînée pour prendre en compte cette forte non sphéricité des particules. Loth [116] propose de prendre en compte la non sphéricité des particules à partir de deux coefficients C_{shape} et f_{shape} :

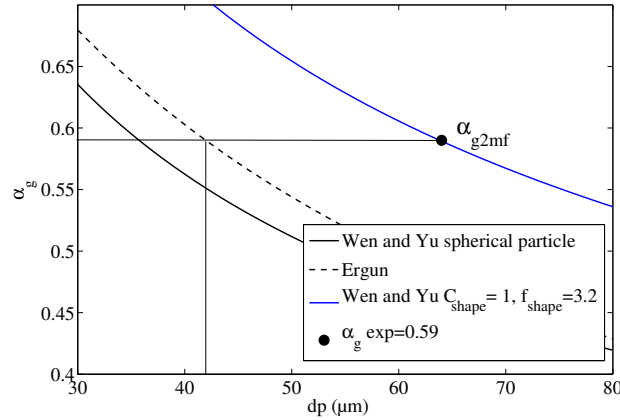


FIGURE 7.2 – Évolution de la porosité d'un lit fluidisé de particules de carbure de silicium en fonction de leur diamètre lors d'une expansion homogène du lit $V_f = 2U_{mf}$.

$$Re_p^* = \frac{C_{shape} Re_p}{f_{shape}} \quad Re_p \ll 1, \quad (7.1)$$

$$C_d^* = \frac{C_d}{C_{shape}} \quad 10^4 < Re_p < 10^5. \quad (7.2)$$

Loth propose des valeurs mesurées de f_{shape} de 1 pour une sphère à 1,19 pour des tétraèdres et pour C_{shape} de 1 pour une particule parfaitement sphérique à 4,5 pour des tétraèdres.

Pour les valeurs mesurées de la porosité du lit au minimum de bullage le nombre de Reynolds particulaire est égal à 0,041. Pour ce régime, le paramètre f_{shape} appliqué à la loi de Wen et Yu a été ajusté à 3,2 pour permettre d'obtenir la bonne prédiction de porosité du lit avec le diamètre de Sauter (Figure 7.2). Cette valeur très élevée du coefficient f_{shape} traduit la très forte non sphéricité des particules observée au MEB.

Tableau 7.1 – Propriétés physiques des phases utilisées pour la simulation numérique.

Paramètres	Valeur
Masse volumique du gaz $P = 101325$ Pa	$1,204 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
Viscosité du gaz	$1,85 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$
Diamètre des particules	$40 \text{ } \mu\text{m}$
Masse volumique des particules	$3210 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$

7.4 Modèles mathématiques

Dans cette étude, des simulations 3D de l'hydrodynamique du récepteur solaire à suspension dense de particules ont été réalisées à partir d'une approche eulérienne n-fluides pour les écoulements fluide-particules turbulents polydispersés développée et implantée dans le code NEPTUNE_CFD par l'IMFT (Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse). Ce code, volumes finis, non structuré et parallèle [124, 139], est développé dans le cadre du projet NEPTUNE, financé par le consortium Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA), Électricité de France (EDF), Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN) et AREVA. L'approche eulérienne multiphasique utilisée est une approche hybride [134] à partir des PDF jointes fluide-particules permettant d'obtenir les équations sur les moments de la vitesse des particules.

Dans l'approche de modélisation multiphasique euler-euler utilisée, les équations de transport moyennées (masse, quantité de mouvement et énergie cinétique fluctuante) sont résolues pour chaque phase et couplées au travers de termes de transfert à l'interface. Ces équations sont décrites par des moyennes d'ensemble de phase pondérées par la fraction volumique des phases et en utilisant la théorie cinétique des écoulements granulaires complétée par le fluide et les effets de la turbulence pour la phase dispersée. La loi de traînée utilisée est celle Wen and Yu limitée par celle d'Ergun dans les zones denses [80, 146]. La partie collisionnelle du tenseur des contraintes est décrite dans le cadre de la théorie cinétique des milieux granulaires [11]. L'approche cinétique particulière implantée dans le code pour la simulation des écoulements turbulents à particules a été enrichie avec un modèle frictionnel [173] pour prendre en compte les interactions de longues durées dans les zones très denses de l'écoulement. Pour la phase continue, aucun modèle de turbulence n'a été utilisé. L'agitation de la phase dispersée a été prise en compte à partir de la résolution d'un système d'équations de transport couplées q_p^2 sur l'énergie cinétique d'agitation des particules et sur la covariance fluide-particules.

L'ensemble des équations résolues est détaillé dans l'annexe I.

7.5 Paramètres numériques

Les calculs ont été lancés sur les supercalculateurs Hypérion de CALMIP et Jade du CINES. 100 secondes physiques de calcul nécessitent une semaine de calcul sur 128 processeurs sur le supercalculateur Hyperion soit 21 500 heures de calcul.

Le calcul est divisé en deux parties : une partie dite transitoire durant laquelle la masse de solide dans le système n'est pas constante au cours du temps, et une partie établie durant laquelle la masse de solide dans la géométrie reste constante. Durant cette phase les moyennes temporelles de l'écoulement ont été effectuées sur 130 secondes.

7.6 Conditions aux limites

La géométrie est composée de trois entrées :

- la grille de fluidisation où un débit de fluidisation de $2,26 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ est imposé pour la phase gaz. Ce débit correspond à une vitesse débitante de $1,66 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1} \approx 2 \cdot U_{mb}$. Cette condition aux limites d'entrée est vue comme un mur pour les particules.
- L'injection latérale de solide où le débit de particules est imposé avec un taux de présence de 0,5. Le débit de gaz est extrêmement faible $5,209 \cdot 10^{-9} \text{ kg/s}$.
- L'aération est une entrée pour le gaz où un débit de gaz $5,38 \cdot 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} = 150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ est imposé, et un mur pour les particules.

La géométrie comprend deux sorties libres pour le gaz et les particules : l'une au niveau du caisson permettant de réguler la pression du gaz dans le ciel du lit à partir d'une régulation sur la perte de charge imposée en sortie, et l'autre à la sortie du tube.

La pression de référence prise au niveau des entrées et sorties est la pression atmosphérique.

Les conditions aux limites de paroi sont de type adhérence pour le gaz et les particules.

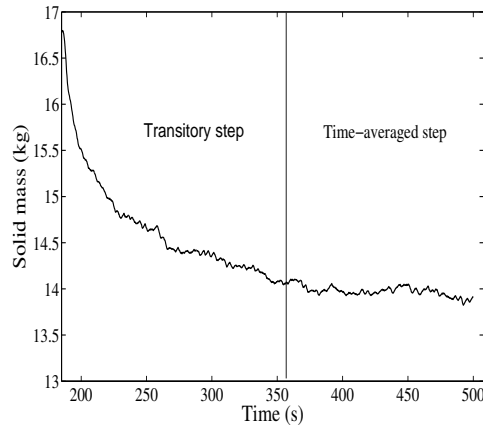


FIGURE 7.3 – Évolution de la masse de solide dans l'ensemble de la géométrie au cours du temps physique de simulation pour un débit de solide de $100 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$.

7.7 Résultats sur un cas de référence : débit de solide $100 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$

La Figure 7.3 montre l'évolution de la masse dans le système au cours du temps durant les périodes transitoires et de moyennes temporelles. La régulation de la pression dans le ciel du lit à partir d'une perte de charge imposée sur les trois dernières cellules à la sortie du caisson marche correctement puisque la masse de solide est constante durant la période de moyenne temporelle.

La Figure 7.4 présente trois champs instantanés de la fraction volumique des particules dans le récepteur au sein duquel le solide est en ascension dans le tube sous l'effet de la mise sous pression du caisson. L'aération située à 67 cm du distributeur génère une forte augmentation de la porosité de la suspension.

Le Tableau 7.2 donne les valeurs moyennes du débit de gaz traversant le tube. Ce débit de gaz est la somme des débits d'air provenant du caisson et de l'aération. Le débit d'aération étant imposé seul la fraction provenant du caisson peut varier. Expérimentalement, le traçage à l'hélium a montré que le débit provenant du caisson est celui du minimum de fluidisation de la suspension quel que soit le débit de solide. Le débit d'air prédit par les simulations numériques est légèrement supérieur à celui mesuré expérimentalement.

Expérimentalement, la perte de charge linéique mesurée dans le tube sans aération est de $136 \text{ mbar} \cdot \text{m}^{-1}$, ce qui correspond bien à la porosité au minimum de fluidisation ($\alpha_{g,mf} = 0,57$). Avec aération, l'écoulement est plus dilué avec une perte de charge linéique du gaz de $115 \text{ mbar} \cdot \text{m}^{-1}$ soit une porosité moyenne de 0,64. Les résultats des simulations numériques donnent une perte de charge en dessous de l'aération de $138 \text{ mbar} \cdot \text{m}^{-1}$ et de $115 \text{ mbar} \cdot \text{m}^{-1}$ au dessus de l'aération (Table 7.3). La simulation prédit correctement l'augmentation de la porosité de la suspension due à l'aération.

Tableau 7.2 – Débit d'air moyen sortant du tube en fonction du débit de solide.

Débit de solide	$0 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$	$35 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$	$100 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$
Résultats numériques	$0,08 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$	$0,086 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$	$0,099 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$
Mesures expérimentales	$0,066 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$	$0,073 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$	$0,085 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$

La Figures 7.5 et 7.6 présentent les profils radiaux à différentes hauteurs dans le tube des variables locales de l'écoulement moyennées. Il est à noter que la hauteur $z = 0$ correspond à la grille de fluidisation. En dessous de l'injection ($h = 50 \text{ cm}$) d'air secondaire le taux de présence des particules est quasiment uniforme sur la section de la colonne avec un léger maximum en paroi

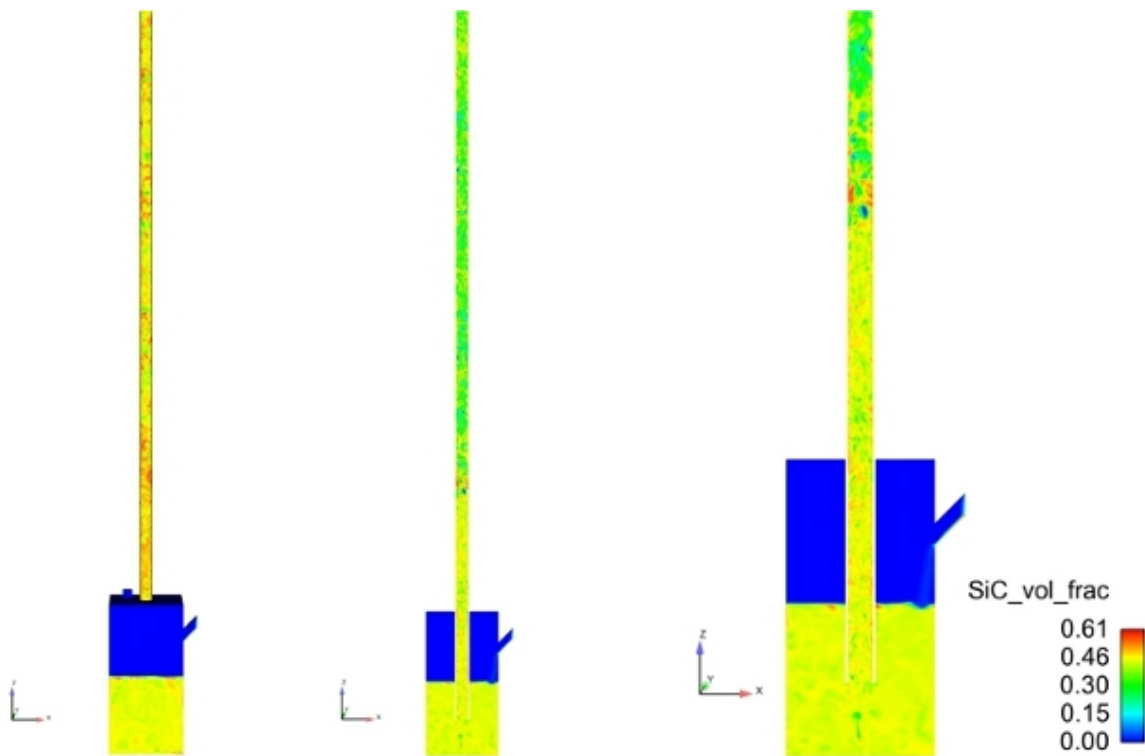


FIGURE 7.4 – Champ de fraction volumique instantané du carbure de silicium pour un débit de solide de $100 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ à $t = 505 \text{ s}$. A gauche : vue de «peau» 3D de la géométrie, au centre : plan de coupe au milieu du lit et à droite : zoom de la partie basse du plan de coupe.

Tableau 7.3 – Perte de charge linéique du gaz sur 50 cm.

	Mesures expérimentales	Résultats numériques
En dessous de l'aération	$136 \text{ mbar} \cdot \text{m}^{-1}$	$138 \text{ mbar} \cdot \text{m}^{-1}$
Au-dessus de l'aération	$115 \text{ mbar} \cdot \text{m}^{-1}$	$115 \text{ mbar} \cdot \text{m}^{-1}$

(Figure 7.5(a)). Au-delà de cette injection, le taux de présence prend une forme parabolique convexe beaucoup plus prononcée et diminue de 25 % au centre et de 7 % en proche paroi. De plus, le taux de présence diminue légèrement au centre avec la hauteur suite à la décompression du gaz.

Les particules ont une vitesse verticale maximale au centre et négative en paroi (Figure 7.5(c)). Ce mouvement est dû à l'ascension des bulles de gaz au centre de la colonne. La croissance de ces bulles est limitée par le diamètre de la colonne et de nombreuses particules sont entraînées dans le sillage des bulles. L'injection d'air secondaire, située à 67 cm du distributeur, entraîne une augmentation de la vitesse du gaz (Figure 7.5(b)) qui conduit à une augmentation de la vitesse des particules positive au centre de la colonne et négative en paroi. Il faut également noter que la décompression du gaz avec la hauteur entraîne également une légère augmentation de la vitesses du gaz et donc des particules au centre de la colonne.

Ces fortes vitesses verticales négatives en proche paroi génèrent un flux vertical net de solide négatif en paroi (Figure 7.5(d)). Ce flux descendant de particules représente en proportion 74 % du flux de solide ascendant sur la surface. La présence d'un flux descendant de particules en paroi a été observé expérimentalement sur les mesures de température. Toutefois, les mesures expérimentales de traçage de la phase gaz ont montré qu'aucune fraction du gaz traceur n'était détectée dans le caisson. Ce flux descendant de solide génère de fortes boucles de recirculation favorables au transfert thermique.

La vitesse de glissement verticale gaz-particules est toujours positive et supérieure à la vitesse minimale de bullage de la suspension même en proche paroi (Figure 7.6(a)). La suspension en mouvement descendant en proche paroi est donc toujours dans un état de fluidisation. L'aération augmente fortement cette vitesse de glissement.

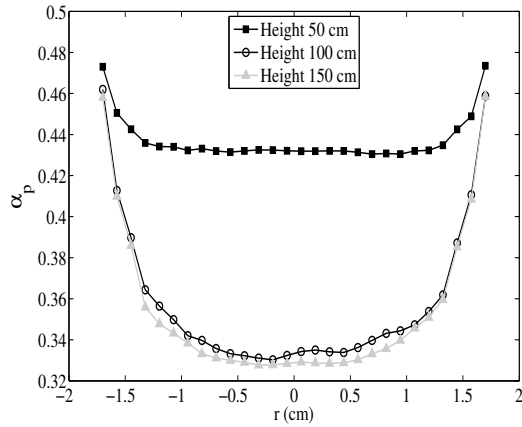
Les profils des vitesses horizontales (Figure 7.5(e)) et des flux horizontaux des particules ne sont pas complètement convergés et montrent une légère dissymétrie entre le sens $-\mathbf{e}_x$ (partie gauche de la colonne) et \mathbf{e}_x (partie droite de la colonne). Ces profils montrent que l'écoulement de solide dans l'échangeur n'est pas de type piston et qu'il existe un mouvement des particules entre la paroi et le centre du tube. A la paroi, les particules se dirigent vers celle-ci avec des vitesses horizontales négatives à gauche et positives à droite de la colonne. Le flux radial de particules à la paroi est de l'ordre de $4 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{m}^{-2}$. Ces flux radiaux de solide en proche paroi sont augmentés par l'injection d'air provenant de l'aération.

L'agitation particulière est maximale en paroi et quasi constante au centre de la colonne (Figure 7.6(b)). Cette agitation augmente fortement avec l'injection d'air provenant de l'aération.

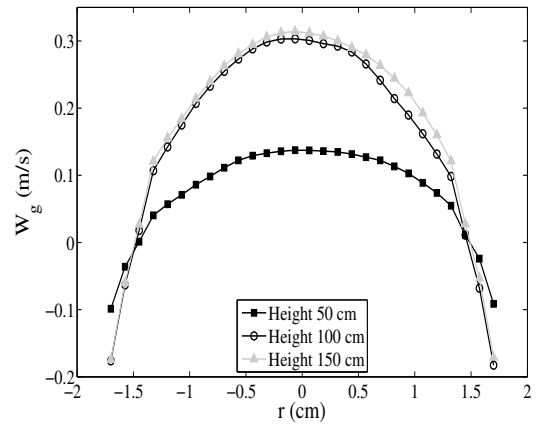
Les variances verticale et horizontale de la vitesse des particules augmentent très fortement avec l'aération et plus faiblement avec la hauteur. L'aération a donc un effet favorable sur le mélange axial et radial des particules. Enfin, il est à noter que la variance verticale de la vitesse des particules est trois fois plus importante que la variance horizontale (Figures 7.6(c) et 7.6(d)).

7.8 Résultats : étude de l'effet du débit de solide

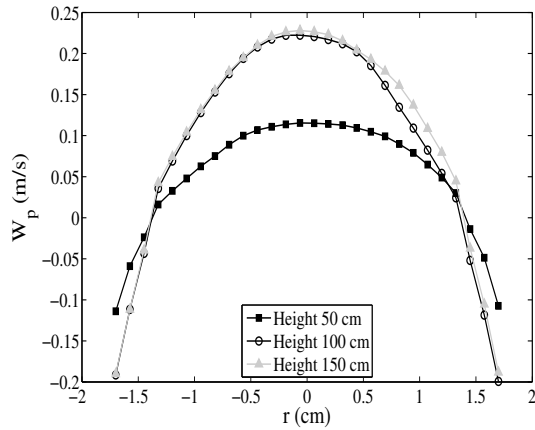
Dans cette section, l'effet du débit de solide injecté est étudié, notamment le cas sans injection de solide qui génère une colonne de fluidisation classique sans mouvement ascendant des particules. Dans le cas simulé, la pression imposée au ciel du caisson a été ajustée afin que la hauteur de la colonne de solide fluidisé soit le plus proche possible de la sortie. Enfin, un troisième cas a été simulé pour un débit de solide injecté de $35 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ afin d'avoir un débit intermédiaire entre le cas de référence à $100 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ et le cas sans injection de solide.



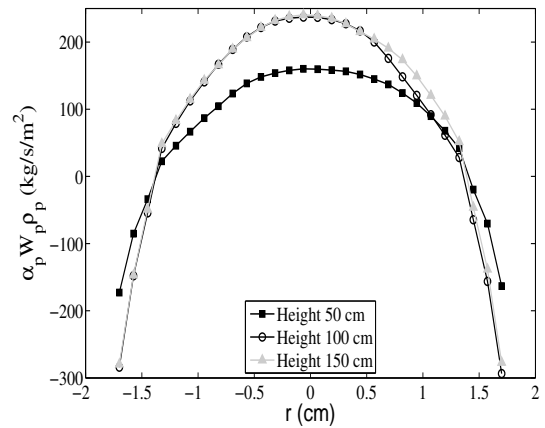
(a) Taux de présence des particules.



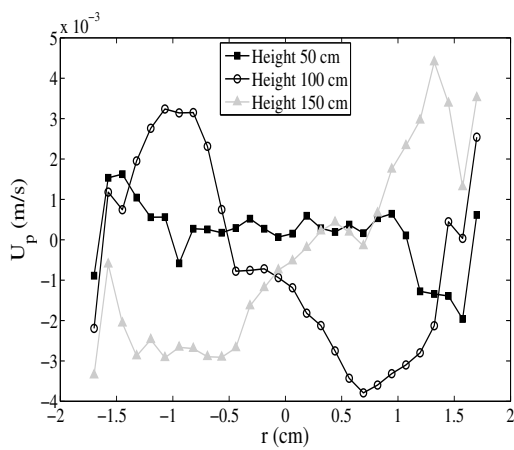
(b) Composante verticale de la vitesse du gaz.



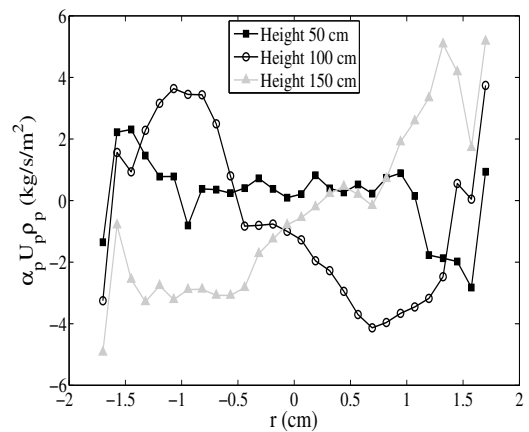
(c) Composante verticale de la vitesse des particules.



(d) Flux net vertical de solide.

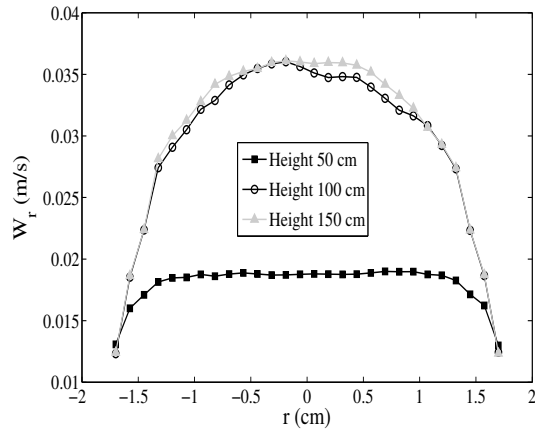


(e) Composante horizontale de la vitesse des particules.

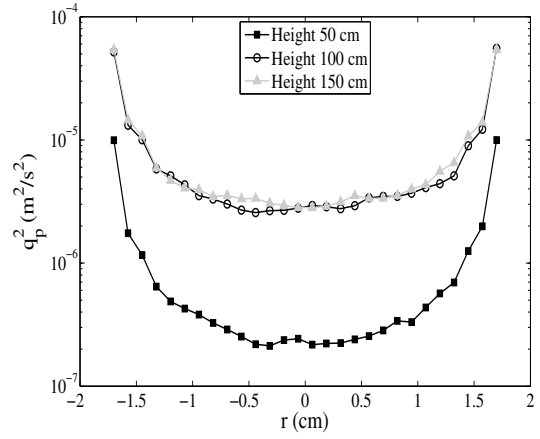


(f) Flux net horizontal de solide.

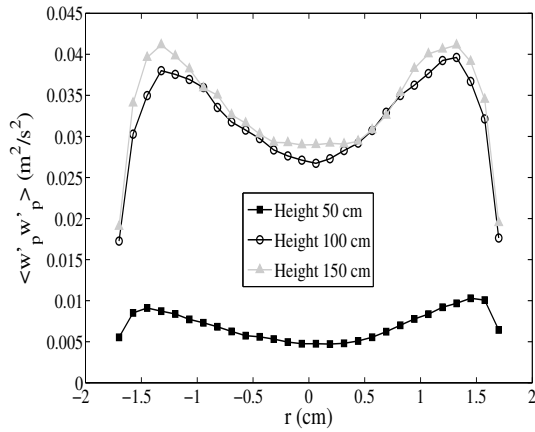
FIGURE 7.5 – Profils radiaux des grandeurs locales de l'écoulement moyennées au cours du temps : débit de solide $100 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$.



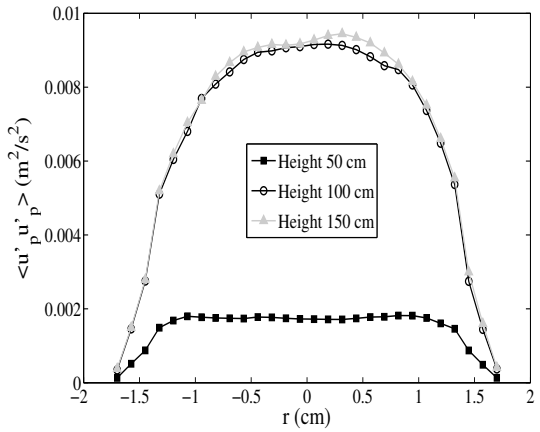
(a) Composante verticale de la vitesse de glissement gaz-particules.



(b) Agitation particulaire.



(c) Variance de la composante verticale de la vitesse des particules.



(d) Variance de la composante horizontale de la vitesse des particules.

FIGURE 7.6 – Profils radiaux des grandeurs locales de l'écoulement moyennées au cours du temps : débit de solide $100 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$.

Les résultats numériques ont montré que la valeur de la perte de charge en dessous ou au-dessus de l'aération n'était pas influencée par le débit de solide. Ce résultat est en parfait accord avec les mesures expérimentales.

Les Figures 7.7 et 7.8 présentent les profils radiaux des variables locales de l'écoulement moyennées pris à une hauteur de 1 m pour les trois débits de solide étudiés. La réduction du débit de solide n'a aucun effet sur le taux de présence des particules (Figure 7.7(a)).

La réduction du débit de solide est directement visible sur le flux net de solide (Figure 7.7(d)) : le flux positif au centre diminue alors que celui négatif en paroi augmente jusqu'à obtenir un rapport flux descendant sur flux ascendant égal à 1 pour le cas sans injection de solide (Tableau 7.4). En effet, pour le cas sans injection de solide le flux net de solide est nul sur l'ensemble de la section de la colonne.

La diminution du débit de solide ascendant avec celle du débit de solide se retrouve directement sur la composante verticale de la vitesse des particules (Figure 7.7(c)) et également sur la composante verticale de la vitesse du gaz (Figure 7.7(b)). Quand le débit solide diminue, la quantité de gaz entraîné dans le sillage des particules va également diminuer. La vitesse verticale de glissement gaz-particules reste inchangée avec la variation du débit de solide.

Au niveau des vitesses et des flux horizontaux de particules, il semble difficile de conclure sur l'influence du débit de solide sur les boucles de recirculation car les temps de moyenne sont trop courts (Figures 7.7(e) et 7.7(f)). Toutefois, la valeur du flux de solide horizontal à la paroi ne semble pas être modifiée.

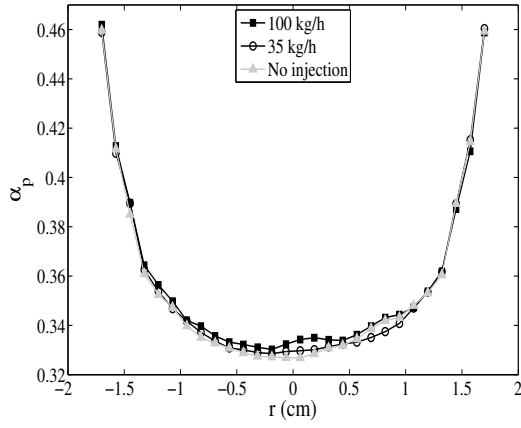
L'agitation particulaire n'est pas modifiée par la variation du débit de solide (Figure 7.8(b)). L'écoulement ascendant fluidisé de particules a le même taux d'agitation particulaire local que celui d'une colonne de fluidisation «classique».

La variance des vitesses verticales et horizontales des particules semble diminuer légèrement au centre de la colonne avec l'augmentation du débit de solide (Figures 7.8(c) et 7.8(d)).

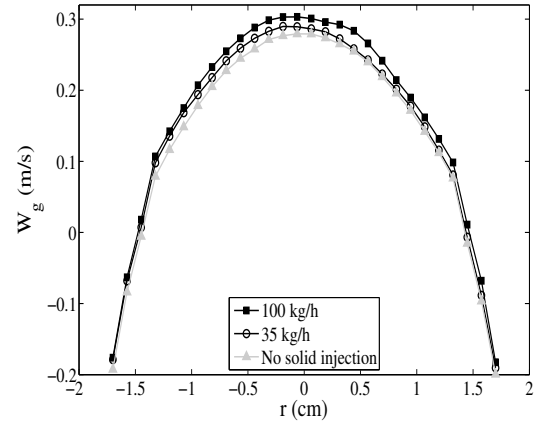
Par conséquent, nous pouvons conclure que la mise en mouvement ascendant du solide conserve exactement les propriétés locales du lit fluidisé au niveau des taux de présence, des vitesses verticales de glissement gaz-particules, de la recirculation du solide et surtout de l'agitation particulaire.

Tableau 7.4 – Évolution du rapport flux descendant de solide moyenné sur une section divisée par le flux ascendant moyen en fonction du débit de solide.

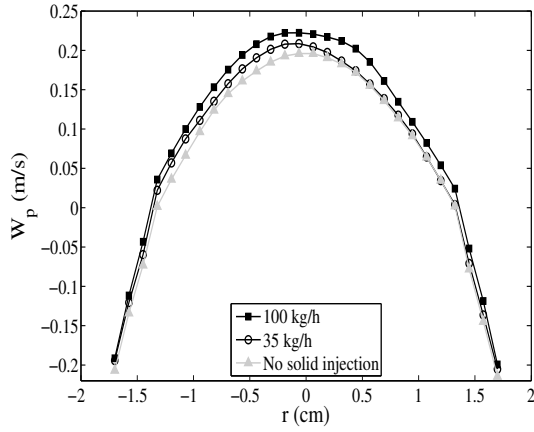
	100 kg · h ⁻¹	35 kg · h ⁻¹	Sans injection
Flux descendant/Flux ascendant	74 %	94 %	100 %



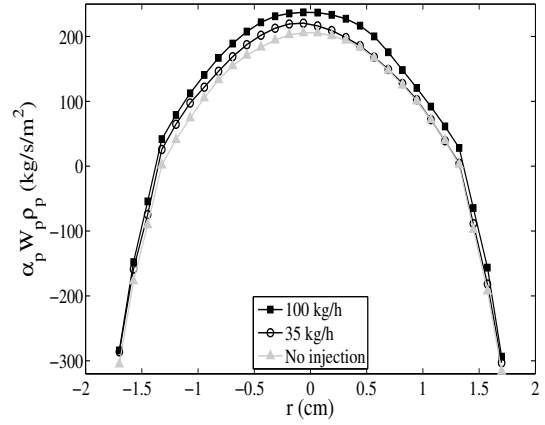
(a) Taux de présence des particules.



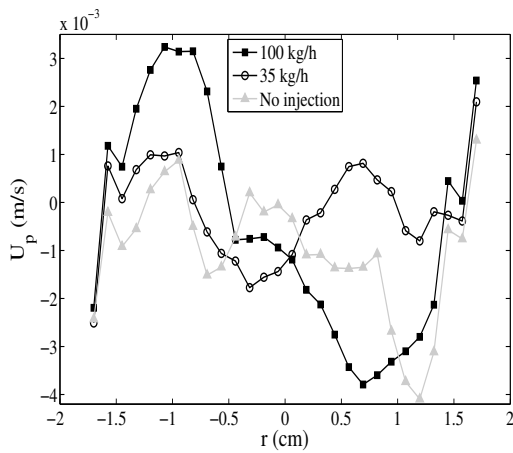
(b) Composante verticale de la vitesse du gaz.



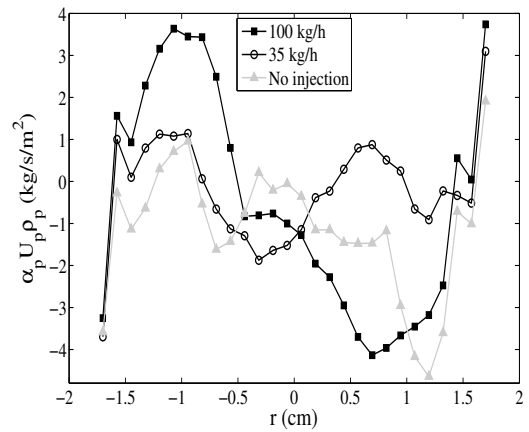
(c) Composante verticale de la vitesse des particules.



(d) Flux net vertical de solide.

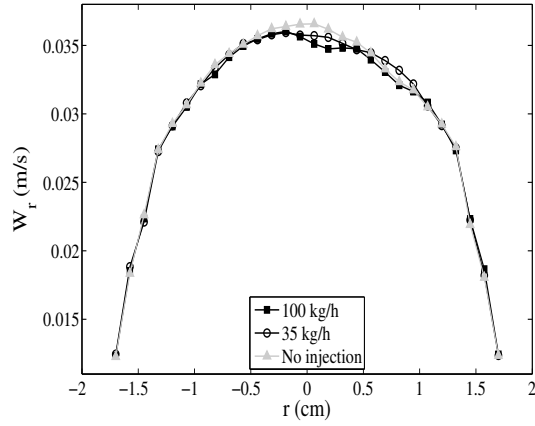


(e) Composante horizontale de la vitesse des particules.

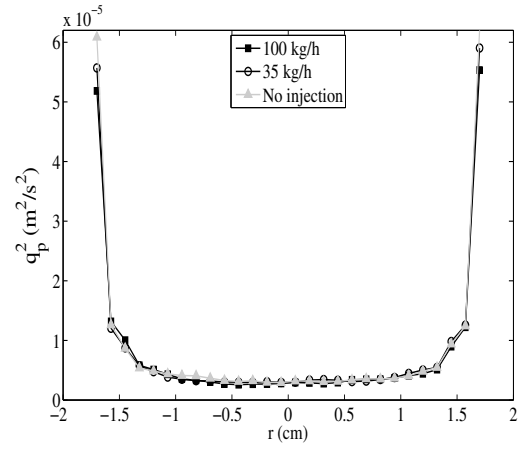


(f) Flux net horizontal de solide.

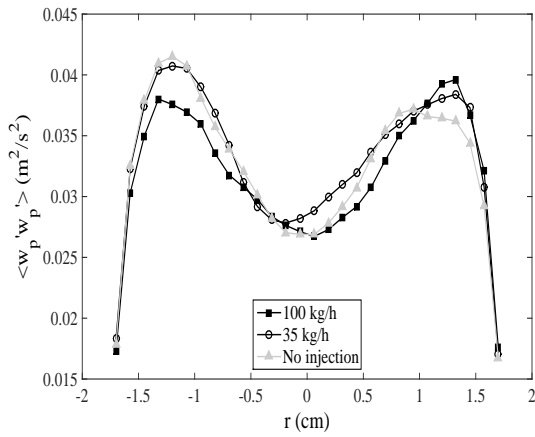
FIGURE 7.7 – Profils radiaux des grandeurs locales de l'écoulement moyennées au cours du temps : $z = 1$ m.



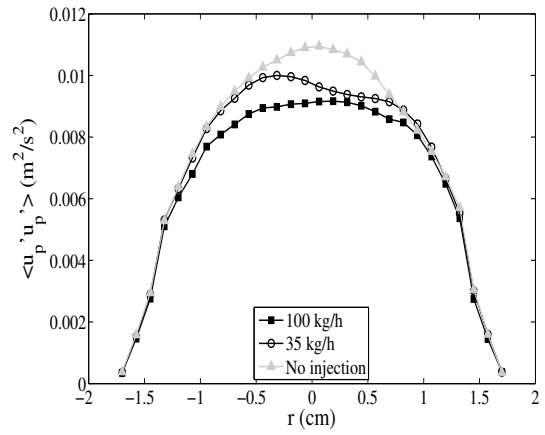
(a) Composante verticale de la vitesse de glissement gaz-particules.



(b) Agitation particulaire.



(c) Variance de la composante verticale de la vitesse des particules.



(d) Variance de la composante horizontale de la vitesse des particules.

FIGURE 7.8 – Profils radiaux des grandeurs locales de l'écoulement moyennées au cours du temps : $z = 1$ m.

Conclusion

La simulation numérique 3D, réalisée à partir du code NEPTUNE_CFD dans ce chapitre, a représenté le comportement global de la maquette : alimentation continue de solide du lit émetteur, régulation de la pression du ciel du lit fluidisé, ascension du solide dans le tube récepteur immergé dans le lit émetteur, injection d'air dans l'aération située en partie basse du tube.

Les résultats des simulations numériques ont pu être comparés aux mesures expérimentales décrites dans le Chapitre 3. Les simulations numériques ont montré que le débit de solide en sortie du tube est régulier et égal au débit de solide injecté dans le caisson, et permet d'obtenir une masse constante de solide dans le lit fluidisé. De plus, la perte de charge du gaz en dessous et au dessus de l'aération est parfaitement prédite pour les trois débits de solides simulés (0, 35 et $100 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$). La simulation numérique représente parfaitement l'augmentation de la porosité de la suspension par l'injection d'air au niveau de l'aération.

L'analyse des profils radiaux moyennés en temps des différentes grandeurs de l'écoulement a montré que :

- la suspension est plus concentrée en paroi qu'au centre du lit,
- l'ascension des particules se fait au centre de la colonne avec une descente en paroi comme dans un lit fluidisé,
- la descente en paroi des particules en paroi forme des boucles de recirculation le long de la colonne favorables à l'échange de particules entre la paroi et le centre de la colonne,
- l'aération augmente la porosité de la suspension, le débit de solide ascendant au centre de la colonne et descendant en paroi, la vitesse verticale de glissement gaz-particules, l'agitation particulaire et les variances des vitesses verticales et horizontales des particules,
- le débit de solide n'a aucun effet sur la porosité de la suspension, sur les vitesses verticales de glissement gaz-particules, sur l'agitation des particules.

La suspension dense en écoulement ascendant se comporte exactement comme un lit fluidisé avec les mêmes propriétés locales. L'observation de ces mouvements descendants des particules en proche paroi confirme les mesures axiales de la température effectuées sur la maquette chaude dans le Chapitre 5.

Le code NEPTUNE_CFD semble apte à prédire l'hydrodynamique locale de l'écoulement ascendant d'une suspension dense de particules dans le récepteur solaire. Les travaux futurs porteront sur le couplage entre le transfert thermique et l'hydrodynamique dans les simulations numériques afin d'étudier l'effet de la température sur les propriétés locales de la suspension.

Remerciements

Le travail de simulation 3D a été assuré par l'accès aux ressources HPC à CALMIP (Centre de Calcul Midi-Pyrénées) sous l'allocation P1132 et au GENCI-CINES sous l'allocation gct6938.

Nomenclature

Symboles grecs :

α_k : taux de présence de la phase k	ρ_k : masse volumique de la phase k [kg · m ⁻³]
---	---

Symboles romans :

d_p : diamètre des particules [μm]	w'_k : fluctuation de la vitesse verticale de la phase k [m · s ⁻¹]
q_p^2 : agitation particulaire [m ² · s ⁻²]	W_k : vitesse verticale de la phase k [m · s ⁻¹]
u'_k : fluctuation de la vitesse horizontale de la phase k [m · s ⁻¹]	W_r : vitesse verticale de glissement gaz-particules [m · s ⁻¹]
U_k : vitesse horizontale de la phase k [m · s ⁻¹]	

Nombres adimensionnels :

C_{shape} : facteur de correction de la loi de traînée	Re_p : nombre de Reynolds particulaire $\frac{\rho_g \cdot d_p \cdot U_g}{\mu_g}$
f_{shape} : facteur de correction de la loi de traînée	

Indices :

g : gaz	p : particules
-----------	------------------

Figures

7.1	Maillage 3D.	218
7.2	Évolution de la porosité d'un lit fluidisé de particules de carbure de silicium en fonction de leur diamètre lors d'une expansion homogène du lit $V_f = 2U_{mf}$. . .	219
7.3	Évolution de la masse de solide dans l'ensemble de la géométrie au cours du temps physique de simulation pour un débit de solide de $100 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$	221
7.4	Champ de fraction volumique instantané du carbure de silicium pour un débit de solide de $100 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$ à $t = 505 \text{ s}$. A gauche : vue de «peau» 3D de la géométrie, au centre : plan de coupe au milieu du lit et à droite : zoom de la partie basse du plan de coupe.	222
	(a) Taux de présence des particules.	223
	(b) Composante verticale de la vitesse du gaz.	223
	(c) Composante verticale de la vitesse des particules.	223
	(d) Flux net vertical de solide.	223
	(e) Composante horizontale de la vitesse des particules.	223
	(f) Flux net horizontal de solide.	223
	(a) Composante verticale de la vitesse de glissement gaz-particules.	223
	(b) Agitation particulaire.	223
	(c) Variance de la composante verticale de la vitesse des particules.	223
	(d) Variance de la composante horizontale de la vitesse des particules.	223
7.5	Profils radiaux des grandeurs locales de l'écoulement moyennées au cours du temps : débit de solide $100 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$	224
7.6	Profils radiaux des grandeurs locales de l'écoulement moyennées au cours du temps : débit de solide $100 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$	225
	(a) Taux de présence des particules.	226
	(b) Composante verticale de la vitesse du gaz.	226
	(c) Composante verticale de la vitesse des particules.	226
	(d) Flux net vertical de solide.	226
	(e) Composante horizontale de la vitesse des particules.	226
	(f) Flux net horizontal de solide.	226
	(a) Composante verticale de la vitesse de glissement gaz-particules.	226
	(b) Agitation particulaire.	226
	(c) Variance de la composante verticale de la vitesse des particules.	226
	(d) Variance de la composante horizontale de la vitesse des particules.	226
7.7	Profils radiaux des grandeurs locales de l'écoulement moyennées au cours du temps : $z = 1 \text{ m}$	227
7.8	Profils radiaux des grandeurs locales de l'écoulement moyennées au cours du temps : $z = 1 \text{ m}$	228

Conclusions générales et perspectives

Conclusions générales

Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse s'inscrivent dans le cadre du développement d'un nouveau type de récepteur d'énergie solaire concentrée à suspensions denses de particules. Ces travaux ont été réalisés dans le cadre du projet européen CSP2 (Concentrated Solar Power in Particles), dont le financement a été accepté dans le cadre de l'appel à projet Advanced Heat Transfer Fluids for CSP Technology du 7^{ème} Programme Cadre. Cette thèse est divisée en trois grandes parties.

Partie I : Étude hydrodynamique à température ambiante du transport vertical d'une suspension dense fluidisée

Dans cette partie le principe de fonctionnement du nouveau type de récepteur solaire est décrit. La maquette froide conçue et réalisée au Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse est présentée. Les résultats de son exploitation ont permis d'établir les conditions opératoires nécessaires à l'obtention d'un débit de solide stable, régulier, et uniformément réparti sur les deux tubes de l'échangeur.

Partie II : Étude des performances thermiques d'un échangeur à suspensions denses de particules

Une maquette chaude, également conçue et réalisée au LGC, a permis d'estimer les performances thermiques d'un échangeur constitué d'un tube traversé par une suspension dense en écoulement ascendant. Les valeurs mesurées du coefficient de transfert thermique pour différentes conditions opératoires ont pu être confrontées aux modèles de la littérature. Le modèle de Molerus modifié a été retenu afin d'estimer le coefficient de transfert suspension-paroi.

Partie III : Modélisation de l'hydrodynamique du transport vertical de suspensions gaz-particules en phase dense

Dans cette partie la modélisation de la suspension dense gaz-particules en écoulement ascendant a été réalisée à partir de deux outils reposant chacun sur la résolution des équations de bilans locaux par une approche de type euler-euler. Le premier outil 1D de dimensionnement a été écrit et développé dans le cadre de cette thèse. Le deuxième outil 3D est le code NEPTUNE_CFD. Ces deux outils ont permis de donner des renseignements pertinents sur les grandeurs locales de l'écoulement.

Chapitre 1 : Présentation d'un nouveau récepteur solaire à suspensions denses de particules : application à la récupération de l'énergie solaire concentrée

Parmi les centrales solaires à concentration, les centrales à tour se démarquent par leur potentiel d'industrialisation à grande échelle. Malheureusement, le développement industriel des centrales à tour est en grande partie limité par les performances des fluides de transfert utilisés, principalement des sels fondus ($NaNO_3$, KNO_3). Ces produits présentent une plage restreinte de température de fonctionnement, et d'importantes contraintes de sécurité sont liées à leur caractère corrosif. L'innovation brevetée par Flamant et Hemati [66] dans le cadre d'une collaboration entre l'Institut National Polytechnique de Toulouse et le Laboratoire CNRS-PROMES d'Odeillo consiste à remplacer ce fluide de *transfert* et de *stockage* par une suspension dense de gaz et de particules. Cette rupture technologique permettrait de répondre à un certain nombre d'objectifs d'amélioration des centrales solaires à tour, dont les perspectives de progression à court terme sont importantes. Contrairement aux technologies actuellement utilisées, cette invention permet notamment d'opérer à des températures supérieures à celles des fluides de transfert classiques tels que les sels fondus (binaire $KNO_3 - NaNO_3$) dont la température limite d'utilisation est d'environ 550°C.

L'innovation consiste à récupérer l'énergie du rayonnement solaire concentré sur les tubes du récepteur solaire, directement par de fines particules en écoulement à l'intérieur. La structure la plus adaptée d'écoulement correspond à une suspension dense (approximativement 40 % volumique de solide), dont la fluidisation et le transport nécessitent une faible quantité d'air, dans l'objectif de limiter les dépenses énergétiques de fonctionnement. L'application à l'énergie solaire concentrée de ce type d'écoulement soulève un certain nombre de défis parmi lesquels : le contrôle hydrodynamique de ces écoulements sur un faisceau de tubes en parallèle.

Parmi différents types de poudres, nous avons retenu les particules de carbure de silicium dont la taille est comprise entre 30 et 80 μm . La caractérisation de cette poudre à température ambiante a conduit aux résultats suivants : $d_{32} = 64 \mu\text{m}$, $\rho_p = 3210 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $U_{mf} = 5 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, $\varepsilon_{mf} = 0,57$, $U_{mb} = 8 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $\varepsilon_{mb} = 059$.

Chapitre 2 : Étude bibliographique du transport vertical de particules solides fluidisées par un gaz

Une revue des différents régimes de transport ascendant de particules a permis de clairement distinguer le transport «dilué» du transport dense en «lit fluidisé». La frontière entre ces deux catégories de transport correspond à la vitesse de classical chocking. Le passage en dessous de cette vitesse critique s'accompagne d'une forte modification du bilan de pression sur le système. Le caractère singulier des écoulements en «lit fluidisé» nécessite le développement et la réalisation de dispositifs spécifiques, bien différents de ceux employés pour le transport dilué. Cependant, un nombre restreint d'études traite du transport en «lit fluidisé», et des solutions d'ingénierie nécessaires à sa mise en oeuvre.

La deuxième partie de cette étude bibliographique s'est concentrée sur le comportement d'une suspension de fines particules en régime de bullage. Ce régime présente un intérêt particulier car il est favorable au transfert thermique paroi-suspension. Cette étude bibliographique s'appuie sur les conclusions de travaux obtenus en lits fluidisés classiques dont le comportement peut être considéré similaire à celui observé lors du transport en «lit fluidisé». Une attention toute particulière a été portée aux études réalisées sur des colonnes de faibles diamètres, proches de ceux d'un récepteur solaire. Pour des particules de classe A de la classification de Geldart, le régime de pistonage est rapidement atteint à l'intérieur des tubes. Les propriétés des bulles et pistons (dimensions, vitesses, fréquence de passage) sont estimées à partir des corrélations empiriques et semi-empiriques de la bibliographie. Ces dernières ont par la suite été utilisées afin d'estimer les propriétés des bulles nécessaires au modèle 1D bulle-émulsion.

La dernière partie présente la comparaison de différents dispositifs de transport en «lit fluidisé» de la littérature. Cette comparaison a permis d'identifier les verrous techniques et les solutions associées pour le transport continu de solide en «lit fluidisé». Il ressort clairement de cet inventaire des dispositifs existants, que le principal verrou technologique réside dans le contrôle de la pression en tout point du système. De ce contrôle dépend la stabilité du débit de solide imposé. Il apparaît également que les tubes de transport doivent être plongés à l'intérieur d'un lit fluidisé, pressurisé. Le tube de transport doit être aéré par une faible quantité d'air. Enfin, la pression de l'air de part et d'autre du système d'alimentation en solide doit être égalisée.

Chapitre 3 : Étude expérimentale du transport ascendant d'une suspension gaz-particules en phase dense

La conception et la construction d'une maquette froide transparente de récepteur solaire a permis de déterminer les conditions nécessaires au bon fonctionnement de l'échangeur. Cette maquette a deux passes, l'une en écoulement ascendant, l'autre en écoulement descendant, chacune composée par deux tubes verticaux de 34 mm de diamètre intérieur, dont l'extrémité inférieure est plongée à l'intérieur d'un lit fluidisé pressurisé. Le débit total de solide total est imposé par une vis sans

fin à vitesse de rotation variable, positionnée à la base d'une trémie dont la capacité est d'environ 250 kg de solide.

Le dispositif construit a également été équipé :

- de capteurs de pression afin de connaître l'état de la suspension dans les tubes d'échange,
- d'un système de traçage à l'hélium dans le but de déterminer le débit de gaz par tube, ainsi que le régime d'écoulement du gaz dans les tubes de transport.

Ce travail expérimental a permis de tirer les conclusions suivantes :

- La vitesse de fluidisation de la nourrice doit être au moins égale à la vitesse minimale de bullage. La vitesse optimale est estimée à 1,2 fois la vitesse minimale de bullage. Cette vitesse est nécessaire à la fluidisation homogène de l'ensemble de la nourrice, condition nécessaire à la stabilité et à la continuité du débit de solide à l'intérieur des tubes, ainsi qu'à la répartition homogène du débit total de solide entre les tubes.
- Le débit d'aération joue un rôle majeur. Il permet d'agir sur l'état de la suspension dans les tubes sans modification du débit de solide, qui lui est imposé par la vitesse de rotation de la vis sans fin. L'augmentation du débit d'aération s'accompagne de celle de la porosité de la suspension dans les tubes d'échange.
- Le débit d'aération agit sur la stabilité du débit de solide à l'intérieur des tubes. Au-delà d'un débit d'aération de $150 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$ ($5,8 \cdot 10^{-2} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \approx 4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$), aucune amélioration de la stabilité du débit de solide n'est observée.
- Les débits d'aération imposés aux tubes doivent être rigoureusement identiques afin d'assurer l'égale répartition du débit total de solide entre les tubes d'échange.
- Le traçage à l'hélium de la phase gaz a montré que le débit d'air provenant du lit et traversant les tubes augmente avec le débit de solide, de façon à conserver une vitesse de glissement entre le gaz et les particules, égale ou proche de la vitesse minimale de fluidisation à l'entrée des tubes d'échangeur.
- Le traçage de la phase gaz à l'hélium a également démontré que le régime des bulles ou pistons traversant la colonne est proche du régime fermé, car le temps de détection de l'hélium est proche du temps d'ascension d'une bulle. De plus, dès que la vitesse d'aération du tube dépasse $5 U_{mb}$, une grande partie du gaz traverse la colonne sous forme de bulles ou de pistons, car la dispersion axiale du signal d'entrée d'hélium est faible.

La construction et l'utilisation de cette maquette a démontré la possibilité d'établir un écoulement ascendant continu et stable d'une suspension gaz-particules à l'état dense ($\approx 40\%$ volumique de solide), à l'intérieur de deux tubes en parallèle. La possibilité de travailler sur deux tubes permet de généraliser ce concept à un faisceau plus important. Les conditions nécessaires à une répartition homogène des débits de solide ont été déterminées.

La modélisation par une approche de type Bulle-Emulsion du transport ascendant de la suspension en phase dense permet de prédire précisément l'évolution de la pression motrice de l'écoulement en fonction du débit d'aération. Les résultats de la simulation permettent également d'estimer la proportion du débit de solide transportée dans le sillage des bulles. Enfin,

ce modèle a montré la nécessité de considérer le gaz comme une phase compressible afin de correctement prédire le profil axial de pression dans le tube.

Chapitre 4 : Étude bibliographique des phénomènes de transfert thermique «paroi-lit fluidisé»

L'étude bibliographique présentée dans ce Chapitre a montré que le transfert thermique entre la paroi et la couche fluidisée a principalement lieu dans une zone restreinte au contact de la paroi, où les mécanismes de transfert diffèrent selon les conditions opératoires et les propriétés des particules.

L'effet des conditions opératoires (vitesse de fluidisation, température) et du diamètre des particules sur le transfert thermique suspension-paroi a été analysé. Pour les mêmes conditions opératoires (température, nombre de fluidisation U_g/U_{mf}), l'échange thermique suspension-paroi présente un maximum d'intensité pour des particules dont le diamètre est proche de 30 μm . L'évolution du coefficient de transfert thermique suspension-paroi avec la vitesse de fluidisation présente un maximum d'intensité suite à l'augmentation de l'agitation particulaire. Au-delà de ce maximum, l'expansion de la couche fluidisée par l'augmentation de la vitesse du gaz est responsable de la diminution du coefficient de transfert. L'augmentation de la température s'accompagne d'une augmentation de la conductivité thermique du gaz et de la conductivité thermique effective des agrégats, responsables de l'augmentation du transfert thermique couche-paroi. Au delà de 600 °C, l'échange par rayonnement s'ajoute aux autres mécanismes de transfert thermique.

La revue de l'ensemble des mécanismes de transfert thermique paroi-suspension a permis d'identifier le mécanisme de transfert prédominant pour les fines particules utilisées (classe A). Il s'agit du transfert par convection particulaire. Les modèles retenus pour la comparaison avec les résultats expérimentaux se basent sur la théorie des agrégats, associée à une résistance de contact par un film gazeux à la paroi. L'ensemble de ces modèles dépend fortement des hypothèses retenues sur l'hydrodynamique de la suspension à la paroi, et principalement, du temps de séjour des particules à la paroi. Enfin, une première estimation du coefficient de transfert thermique suspension-paroi à partir des modèles décrits a pu être réalisée en se basant sur des corrélations de prédiction du temps de séjour en fonction des conditions opératoires. La comparaison de ces prédictions fournit un ordre de grandeur du coefficient au sein de l'échangeur. Toutefois, la large disparité des valeurs obtenues montre la nécessité de mesurer expérimentalement le coefficient de transfert thermique en conditions réelles de fonctionnement, et d'évaluer finement l'effet des différentes conditions opératoires sur le transfert thermique suspension-paroi.

Chapitre 5 : Étude expérimentale du transfert de chaleur entre la paroi d'un tube d'échangeur et une suspension dense transportée

Dans ce chapitre, nous avons présenté le principe de fonctionnement d'un banc d'essai thermique conçu est mis au point au Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse. Il permet d'étudier le transfert thermique entre une suspension dense de particules fluidisées en écoulement ascendant et la paroi intérieure d'un tube d'échange de 26,64 mm de diamètre interne, chauffé extérieurement par des fours électriques pouvant délivrer une densité de flux thermique de 53,4 $\text{kW} \cdot \text{m}^{-2}$.

Les essais hydrodynamiques à froid réalisés sur cette installation ont permis de confirmer les principales conclusions tirées lors de l'étude en maquette froide du récepteur. Cependant, nous avons mis en évidence l'influence de la nature de la paroi sur la perte de charge par frottements suspension-paroi. Les essais du traçage de la phase gazeuse à l'hélium ont montré que l'écoulement du gaz dans le tube d'échange est de type piston.

En ce qui concerne le transfert thermique, nous avons initialement étudié le refroidissement par convection naturelle d'une suspension préalablement chauffée à deux températures différentes

(250 °C et 365 °C). Les résultats ont montré que le coefficient de transfert augmente légèrement avec la température de la suspension et que sa valeur est d'environ $330 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

Les essais de transfert ont été réalisés pour une puissance délivrée par les fours constante. Les paramètres dont les effets ont été évalués sont : le débit d'aération, le débit de solide et la température de la suspension à l'entrée du tube d'échange.

Les résultats ont montré une forte influence du débit d'aération sur le coefficient de transfert pour des débits d'aération inférieurs à $90 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, correspondant à une vitesse de glissement $U_g - U_p$ de $0,1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Au-delà de cette valeur, le coefficient de transfert reste quasi indépendant de ce facteur. Ces résultats sont similaires à ceux observés dans la bibliographie concernant l'effet de la vitesse de fluidisation sur l'échange suspension-paroi en lits fluidisés classiques. La confrontation des résultats avec ceux tirés de la bibliographie a montré une bonne concordance. Par ailleurs, nous avons pu conclure que la réduction du diamètre de la colonne est bénéfique au transfert thermique, surtout pour des vitesses de glissement inférieures à $0,2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Concernant le débit de solide, pour les conditions opératoires retenues, son augmentation conduit à une réduction de la température de la suspension et de la vitesse de glissement. Ainsi, ce paramètre ne peut pas être considéré comme un paramètre indépendant. La faible réduction du coefficient de transfert avec l'augmentation du débit de solide est attribuée à l'effet de la température moyenne de la suspension sur la conductivité effective des agrégats, qui est le paramètre clé dans l'échange par convection particulaire.

Quant à l'effet de la température de la suspension à l'entrée du tube d'échange, son élévation, en augmentant la conductivité des agrégats, la vitesse de glissement et la température de la paroi, conduit à une augmentation de l'échange par convection particulaire et par rayonnement d'une part, et à une réduction de la résistance de contact d'autre part. Ces phénomènes conduisent à une augmentation du coefficient de transfert global suspension-paroi, comme démontré par nos résultats expérimentaux. Il doit être noté qu'au cours de ces essais, la température de la suspension en sortie de l'échangeur a atteint 720 °C.

La confrontation de nos résultats expérimentaux avec les différents modèles ou corrélations bibliographiques conduisent aux conclusions suivantes :

- Les modèles de Wen et Leva, et Molerus, surestiment nos résultats expérimentaux. Cet écart est attribué au fait que les données utilisées pour leur établissement proviennent de mesures du transfert entre des surfaces immergées et un lit fluidisé (partiellement pour Wen et Leva).
- En identifiant les paramètres ajustables du modèle de Molerus (les constantes A et B), il permet de représenter fidèlement l'ensemble de nos résultats expérimentaux à plus ou moins 15 % d'erreur relative. L'équation modifiée du modèle de Molerus utilisée est présentée ci-après (Équation (7.3)), où $A = 0,073$ et $B = 12,9$.

$$\frac{h \cdot l_l}{\lambda_g} = \frac{A \cdot (1 - \varepsilon_{mf})}{1 + \frac{\lambda_g}{2 \cdot c_{p,p} \cdot \mu_g}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{B}{\sqrt[3]{\frac{U_g - U_{mf}}{U_{mf}}} \cdot \sqrt[3]{\frac{\rho_p \cdot c_{p,p}}{\lambda_g \cdot g}} \cdot (U_g - U_{mf})}} \quad (7.3)$$

où $c_{p,p}$ est la chaleur massique du solide, μ_g la viscosité dynamique du gaz, et λ_g la conductivité thermique du gaz, et où l_l est une longueur caractéristique donnée par la relation (7.4). Le terme $\frac{\rho_p \cdot c_{p,p} \cdot (U_g - U_{mf})^3}{g}$ est homogène à une conductivité thermique.

Le terme $\frac{U_g - U_{mf}}{U_{mf}}$ est une vitesse d'excès adimensionnelle.

$$l_l = \frac{dp}{Ar^{1/3}} = \left(\frac{\mu_g}{\sqrt{g} \cdot (\rho_p - \rho_g)} \right)^{2/3} \quad (7.4)$$

- Le modèle de Kunii et Levenspiel permet de représenter correctement nos résultats expérimentaux en fixant la valeur du temps de contact à environ 5 fois celui estimé par la relation de Thring. Par ailleurs, nous avons pu conclure que dans les conditions optimales de fonctionnement ($Q_{ae} > 90 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$), le temps moyen de contact des agrégats à la paroi est d'environ 1,6 s.

Bien que ces modèles permettent de prédire le coefficient de transfert thermique entre un tube chauffé par l'extérieur et une suspension dense gaz-particules en transport vertical ascendant à l'intérieur de ce dernier, les mécanismes physiques à l'origine du transfert thermique sont encore très mal connus et demeurent un problème ouvert.

L'amélioration du coefficient de transfert thermique est une condition nécessaire afin de minimiser les surfaces de transfert du récepteur lors de la conception d'un récepteur solaire, et de maximiser la densité de flux thermique incident. Des solutions peuvent être envisagées dans l'objectif d'optimiser le transfert entre la paroi et la suspension dense en transport ascendant ou descendant :

- L'utilisation d'un gaz ayant une conductivité thermique plus importante que celle de l'air tel que l'hélium. Elle est de $0,15 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ à température ambiante, soit environ 6 fois supérieure à celle de l'air dans les mêmes conditions. Cette solution est envisageable car les quantités de gaz nécessaires sont minimales. Elle permettrait d'améliorer significativement le transfert à la paroi du tube d'échangeur, par l'amélioration de la conductivité thermiques des agrégats.
- La modification de la forme intérieure du tube : accidents, ailettes, arrondis, ..., de façon à augmenter le renouvellement des particules à la paroi.
- L'utilisation de matériaux à changement de phase encapsuler dans l'objectif d'augmenter la capacité calorifique massique du solide.

Chapitre 6 : Outil de dimensionnement 1D : résolution des bilans locaux de masse et de quantité de mouvement sur le gaz et sur le solide

Dans ce chapitre, les écoulements établis au sein de la maquette froide d'échangeur construite et exploitée au Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse, ont été simulés à partir de l'écriture et du développement d'un code 1D «maison».

Ce code repose sur une méthode de type euler-euler prédictive-corrective à partir de la résolution des équations de bilans de masse et de quantité de mouvement gaz et solide. Cet outil de dimensionnement d'ingénierie est capable de traiter aussi bien les écoulements diphasiques gaz-solide dilués et denses. Les temps de calcul de ce code sont extrêmement courts, ce qui a permis d'effectuer de nombreux tests sur différents points de fonctionnement et pour différents diamètres de particules. Les résultats obtenus ont été comparés aux mesures expérimentales de perte de charge du gaz sur la colonne.

Dans la gamme des conditions opératoires parcourue, et notamment pour le cas de référence des essais hydrodynamiques à température ambiante, ce modèle permet de correctement prédire le profil axial de perte de charge sur la colonne.

Pour des gammes plus élargie de vitesse, le modèle ne permet pas de prédire de façon convenable l'évolution des propriétés de l'écoulement, certainement de par l'impossibilité de représenter la structure radialement inhomogène de l'écoulement, traversé par des bulles évacuant l'excès d'air par rapport aux conditions minimale de bullage. Par conséquent, la représentation de ces écoulements sur des gammes de conditions opératoires élargies nécessite l'utilisation de domaines 2D ou 3D.

La suite du développement de cet outil 1D de dimensionnement d'ingénierie est d'implanter l'équation de transport de l'enthalpie de chacune des phases afin de traiter les écoulements à haute température. Cette implantation est relativement aisée car ces deux équations de transport ne nécessitent aucun couplage aux équations du couplage «pression-vitesse».

Chapitre 7 Évaluation de la structure locale de l'écoulement par une approche locale 3D de type CFD

La simulation numérique 3D, réalisée dans ce chapitre, a représenté le comportement global de la maquette : alimentation en continu de solide de la nourrice, régulation de la pression du ciel de cette dernière, ascension du solide dans le tube récepteur immergé dans la nourrice, et injection d'air dans l'aération située en partie basse du tube.

Les résultats des simulations numériques ont pu être comparés aux mesures expérimentales décrites dans le Chapitre 3. Les simulations numériques ont montré que le débit de solide en sortie du tube est régulier et égal au débit de solide injecté dans le caisson, et permet d'obtenir une masse constante de solide dans le lit fluidisé. De plus, la perte de charge du gaz en dessous et au dessus de l'aération est parfaitement prédite pour les trois débits de solides simulés (0, 35 et $100 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$). La simulation numérique représente parfaitement l'augmentation de la porosité de la suspension par l'injection d'air au niveau de l'aération.

L'analyse des profils radiaux moyennés en temps des différentes grandeurs de l'écoulement a montré que :

- la suspension est plus concentrée en paroi qu'au centre du lit,
- l'ascension des particules se fait au centre de la colonne avec une redescente en paroi ; comportement rencontré en lit fluidisé classique,
- la descente des particules en paroi forme des boucles de recirculation le long de la colonne, favorables à l'échange de particules entre la paroi et le centre de la colonne,
- l'aération augmente la porosité de la suspension, le débit de solide ascendant au centre de la colonne et descendant en paroi, la vitesse verticale de glissement gaz-particules, l'agitation particulaire, et les variances des vitesses verticales et horizontales des particules,
- le débit de solide n'a aucun effet sur la porosité de la suspension, sur les vitesses verticales de glissement gaz-particules, et sur l'agitation des particules.

La suspension dense en écoulement ascendant présente les mêmes propriétés locales qu'un lit fluidisé classique. L'observation du mouvement descendant des particules en proche paroi confirme les mesures axiales de la température effectuées sur la maquette chaude (Chapitre 5).

Le code NEPTUNE_CFD semble parfaitement apte à prédire l'hydrodynamique locale de l'écoulement ascendant d'une suspension dense de particules dans le récepteur solaire.

Perspectives

L'approfondissement des travaux précédemment présentés et les futures investigations doivent être réalisées sur les axes suivants :

- En ce qui concerne l'étude hydrodynamique de l'écoulement vertical d'une suspension dense gaz-particules :
 - Une étude portant sur l'écoulement descendant de ces poudres est nécessaire pour la conception des échangeurs multipasses.
 - Actuellement, le contrôle du débit de solide est assuré par le système d'alimentation en solide du lit émetteur par une vis sans fin. Ce système a été retenu à cause des limitations concernant la pression hydrostatique à imposer à l'entrée du lit émetteur. En assurant une pression hydrostatique (hauteur de lit fixe) supérieure à la pression du ciel gazeux, le débit de solide peut être régulé par action sur le débit d'aération des tubes.
 - Une étude portant sur l'effet de la pression dans le bac fluidisé récepteur (sortie du tube d'échange pour le cas du transport ascendant) sur la stabilité du transport de la suspension est indispensable.
- Quant à l'étude du transfert thermique, les points suivants sont à investiguer :
 - Dans la configuration actuelle, seulement 30 % de la capacité des fours a été exploitée. Une modification du système de contrôle de la puissance électrique délivrée aux fours doit permettre d'atteindre des puissances thermiques incidentes de l'ordre de $150 \text{ à } 200 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$ sur la zone de transfert.
 - Une étude plus poussée portant sur les positions de l'aération le long du tube et leurs effets sur le transfert thermique à la paroi est nécessaire.
 - Une étude systémique portant sur l'effet du diamètre des particules pour des valeurs inférieures à $70 \text{ }\mu\text{m}$. En effet, l'étude hydrodynamique à température ambiante a montré que la fluidisation des particules de taille inférieure à $30 \text{ }\mu\text{m}$ conduit à la formation de chemins préférentiels provoqués par des forces d'interactions interparticulaires. Sachant que l'intensité de ces forces diminue avec l'augmentation de la température, une étude du comportement thermique et hydrodynamique de ces poudres à des températures supérieures à $300 \text{ }^{\circ}\text{C}$ est nécessaire.
- Enfin, en ce qui concerne la modélisation des écoulements, les investigations suivantes devraient être effectuées :
 - L'introduction de l'équation de transport de l'enthalpie dans le modèle 1D bulle-émulsion et le modèle 1D prédictif-correctif afin de prédire les profils de température de suspension et de paroi le long du tube d'échangeur.
 - Le couplage entre le transfert thermique et l'hydrodynamique locale de la suspension à partir du code CFD 3D NEPTUNE_CFD permettra d'estimer l'effet des conditions opératoires sur le transfert thermique entre la suspension et la paroi à température imposée constante.

Références bibliographiques

- [1] Abrahamsen, A. R. and Geldart, D. . Behaviour of gas–fluidized beds of fine powders part i. homogeneous expansion. *Powder technology*, 26(1) :35–46, 1980.
- [2] Adánez, J. , Diego, L. , de, and Gayán, P. . Transport velocities of coal and sand particles. *Powder Technology*, 77(1) :61 – 68, 1993.
- [3] Alos, R. , Beckel, A. , Ehringer, K. , Guittard, R. , and Sanchez, T. . Stockage et conversion d’énergie solaire concentrée : étude et dimensionnement d’une nouvelle centrale solaire de 20 mw de puissance. Master’s thesis, INP ENSIACET et ENSEEIHT, 2013.
- [4] Alperin, D. . *The effect of heat flux on heat transfer oil*. PhD thesis, Texas Tech University, 1986.
- [5] Andreux, R. and Hémati, M. . Modeling heterogeneous downward dense gas–particle flows. *AIChE Journal*, 56(5) :1163–1172, 2010.
- [6] Aoki, R. , Tsunakawa, H. , Nishizawa, T. , and Koizumi, M. . High density and low velocity pneumatic transportation of powders and granular materials. *J. Res. Assoc. Powd. Tech. (Jap.)*, 10(9) :616–621, 1973.
- [7] Aoki, R. and Kawakami, N. . Method and device for high concentrate pneumatic conveying of powder or granular material, August 5 1975. US Patent 3,897,978.
- [8] Baddour, R. and Yoon, C. . Local radial effective conductivity and the wall effect in packed beds. In *Chemical Engineering Progress Symposium Series Heat Transfer*, volume 57, pages 35–50, 1961.
- [9] Baerg, A. , Klassen, J. , and Gishler, P. E. . Heat transfer in a fluidized solids bed. *Canadian Journal of Research*, 28f(8) :287–307, 1950.
- [10] Baeyens, J. and Geldart, D. . An investigation into slugging fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, 29(1) :255–265, 1974.
- [11] Balzer, G. , Simonin, O. , Flour, I. , and J., L. . A unifying modelling approach for numerical prediction of dilute and dense two-phase floaws. In *J. Li M. Kwauk, editor, Circulating Fluidized Bed Technology V, Beijing*, pages 432–439, 1996.
- [12] Bartholomew, R. and Katz, D. . Heat transfer from the wall of a tube to a fluidized bed. In *Chemical Engineering Progress Symposium Series*, volume 48, pages 3–10. AMER INST CHEMICAL ENGINEERS 345 E 47TH ST, NEW YORK, NY 10017, 1952.
- [13] Baskakov, A. . The mechanism of heat transfer between a fluidized bed and a surface. *Internation Journal of Chemical Engineering*, 4(2) :320, 1964.

- [14] Baskakov, A. , Berg, B. , Vitt, O. , Filippovsky, N. , Kirakosyan, V. , Goldobin, J. , and Maskaev, V. . Heat transfer to objects immersed in fluidized beds. *Powder Technology*, 8(5–6) :273–282, 1973.
- [15] Baskakov, A. , Vitt, O. , Kirakosyan, V. , Maskaev, V. , and Filippovsky, N. . Investigation of heat transfer coefficient pulsations and of the mechanism of heat transfer from a surface immersed into a fluidized bed. In Cepadues-Editions, editor, *Proc. Int. Symposium Fluidization Appl.*, volume 1, 1974.
- [16] Basu, P. . Bed-to-wall heat transfer in a fluidized bed coal combustor. In *AIChE Symposium Series*, volume 74, pages 187–193, 1978.
- [17] Bataille, D. , Laguérie, C. , Royère, C. , and Gauthier, D. . Echangeurs de chaleur gaz-solide à lits fluidisés multi-étages dans le domaine des moyennes et hautes températures. *Entropie*, 25(146-47) :113–126, 1989.
- [18] Benoit, H. , Spreafico, L. , Gauthier, D. , and Flamant, G. . Review of heat transfer fluids in tube-receivers used in concentrating solar thermal systems : Properties and heat transfer coefficients. *Renewable & Sustainable Energy Reviews*, 2015.
- [19] Berg, C. H. . Conveyance of granular solids, July 27 1954. US Patent 2,684,870.
- [20] Berruti, F. , Pugsley, T. S. , Godfroy, L. , Chaouki, J. , and Patience, G. S. . Hydrodynamics of circulating fluidized bed risers : A review. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 73(5) :579–602, 1995.
- [21] Bi, H. and Fan, L.-S. . Existence of turbulent regime in gas-solid fluidization. *AIChE Journal*, 38(2) :297–301, 1992.
- [22] Bi, H. , Grace, J. , and Zhu, J. . Types of choking in vertical pneumatic systems. *International Journal of Multiphase Flow*, 19(6) :1077–1092, 1993.
- [23] Bin, L. , Yu-ting, W. , Chong-fang, M. , Meng, Y. , and Hang, G. . Turbulent convective heat transfer with molten salt in a circular pipe. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 36(9) :912 – 916, 2009.
- [24] Boissière, B. , Ansart, R. , Gauthier, D. , Flamant, G. , and Hemati, M. . Experimental hydrodynamic study of gas-particle dense suspension upward flow for application as new heat transfer and storage fluid. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 93(2) :317–330, 2015.
- [25] Borodulya, V. and Kovensky, V. . Radiative heat transfer between a fluidized bed and a surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 26(2) :277 – 287, 1983.
- [26] Borodulya, V. , Teplitsky, Y. S. , Markevich, I. , Hassan, A. , and Yeryomenko, T. . Heat transfer between a surface and a fluidized bed : consideration of pressure and temperature effects. *International journal of heat and mass transfer*, 34(1) :47–53, 1991.
- [27] Botterill, J. . *Fluid bed heat transfer*, pages 219–258. D. Geldart, John Wiley and Sons, UK, 1986.
- [28] Botterill, J. , Brundrett, G. , Cain, G. , and Elliot, D. . Heat transfer to gas fluidized beds. In *Chemical Engineering Progress Symposium Series*, volume 62(62), pages 1–6, 1966.
- [29] Botterill, J. , Butt, M. , Cain, G. , and Redish, K. . The effect of gas and solids thermal properties on the rate of heat transfert to gas-fluidized beds. In (Ed.), A. D. , editor, *Proceedings of the International Symposium on Fluidization*, pages 442–457, June 1967.

- [30] Botterill, J. , Redish, K. , Ross, D. , and Williams, J. . The mechanism of heat transfer to fluidized beds. In *Proceedings of Symposium on Interaction Between Fluids and Particles*, pages 183–189, 1962.
- [31] Botterill, J. , Teoman, Y. , and Yüregir, K. . The effect of operating temperature on the velocity of minimum fluidization, bed voidage and general behaviour. *Powder Technology*, 31(1) :101 – 110, 1982.
- [32] Botterill, J. , Teoman, Y. , and Yüregir, K. . Factors affecting heat transfer between gas-fluidized beds and immersed surfaces. *Powder Technology*, 39(2) :177 – 189, 1984.
- [33] Botterill, J. and Williams, J. . The mechanism of heat transfer to gas-fluidized beds. *Trans. Inst. Chem. Eng.*, 41(5) :217–230, 1963.
- [34] Capes, C. . *Particle size enlargement*. Handbook of powder technology. Elsevier Scientific Pub. Co., 1980.
- [35] Carr, R. L. . Evaluating flow properties of solids. *Chemical Engineering*, 72(2) :163–168, 1965.
- [36] Chaouki, J. , Larachi, F. , and Duduković, M. . Positron emission particle tracking : particle velocities in gas fluidised beds, mixers and other applications. *Non-invasive monitoring of multiphase flows*, page 309, 1997.
- [37] Chaouki, J. , Larachi, F. , and Duduković, M. . Radioactive particle tracking in multiphase reactors : principles and applications. *Non-invasive monitoring of multiphase flows*, page 335, 1997.
- [38] Chehbouni, A. , Chaouki, J. , Guy, C. , and Klvana, E. D. . Effets de différents paramètres sur les vitesses de transition de la fluidisation en régime turbulent. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 73(1) :41–50, 1995.
- [39] Chen, J. C. and Chen, K. L. . Analysis of simultaneous radiative and conductive heat transfer in fluidized beds. *Chemical Engineering Communications*, 9(1–6) :255–271, 1981.
- [40] Chen, J. and Lu, X. . Progress of petroleum coke combusting in circulating fluidized bed boilers—a review and future perspectives. *Resources, conservation and recycling*, 49(3) :203–216, 2007.
- [41] Chen, P. and Pei, D. C. . A model of heat transfer between fluidized beds and immersed surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 28(3) :675 – 682, 1985.
- [42] Chiba, T. and Kobayashi, H. . Gas exchange between the bubble and emulsion phases in gas–solid fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, 25(9) :1375–1385, 1970.
- [43] Cobbinah, S. , Laguérie, C. , and Gibert, H. . Simultaneous heat and mass transfer between a fluidized bed of fine particles and immersed coarse porous particles. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 30(2) :395 – 400, 1987.
- [44] Couderc, J. , Angelino, H. , Enjalbert, M. , and Guiglion, C. . Échanges thermiques en fluidisation gazeuse II—étude mathématique à l’aide d’un modèle simple. *Chemical Engineering Science*, 22(2) :99 – 107, 1967.
- [45] Das Sharma, S. , Pugsley, T. , and Delatour, R. . Three-dimensional cfd model of the deaeration rate of FCC particles. *AIChE Journal*, 52(7) :2391–2400, 2006.
- [46] Davidson, J. F. and Harrison, D. . *Fluidised particles*, volume 3. Cambridge University Press London, 1963.

- [47] Davidson, J. F. , Harrison, D. , and Clift, R. . *Fluidization*. Academic Press, 1985.
- [48] Davies, L. and Richardson, J. . Gas interchange between bubbles and the continuous phase in a fluidized bed. *Trans. Inst. Chem. Eng*, 44 :293, 1966.
- [49] Decker, N. and Glicksman, L. . Conduction heat transfer at the surface of bodies immersed in gas fluidized beds of spherical particles. In *AIChE. Symposium Series*, volume 77(208), pages 341–349, 1981.
- [50] Delvosalle, C. and Vanderschuren, J. . Gas-to-particle and particle-to-particle heat transfer in fluidized beds of large particles. *Chemical Engineering Science*, 40(5) :769 – 779, 1985.
- [51] Denloye, A. and Botterill, J. . Bed to surface heat transfer in a fluidized bed of large particles. *Powder Technology*, 19(2) :197–203, 1978.
- [52] Detournay, M. . *Vapogazéification de la biomasse en lit fluidisé circulant : élaboration des outils théoriques et expérimentaux*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2011.
- [53] Diguët, S. . *Contribution à l'étude de la déshydratation du carbonate de sodium monohydrate en lit fluidisé dense et mise en oeuvre en lit fluidisé circulant : étude expérimentale et modélisation*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1996.
- [54] Dounit, S. . *Combustion du gaz naturel en réacteur à lit fluidisé : étude expérimentale et modélisation de la zone dense et de la zone de désengagement*. PhD thesis, Toulouse, INPT, 2001.
- [55] Dow, W. M. and Jakob, M. . Heat transfer between a vertical tube and a fluidized air-solid mixture. *Chemical Engineering Progress*, 47(12) :637–648, 1951.
- [56] Ergun, S. . Fluid flow through packed columns. *Chemical Engineering Progress*, 48 :89–94, 1952.
- [57] Ergun, S. and Orning, A. A. . Fluid flow through randomly packed columns and fluidized beds. *Industrial & Engineering Chemistry*, 41(6) :1179–1184, 1949.
- [58] Evans, G. , Houf, W. , Greif, R. , and Crowe, C. . Gas-particle flow within a high temperature solar cavity receiver including radiation heat transfer. *Journal of solar energy engineering*, 109(2) :134–142, 1987.
- [59] Eyglunent, B. . *Manuel de thermique : theorie et pratique*. Hermes Science, 2000.
- [60] Falcone, P. , Noring, J. , and Hruby, J. . Assessment of a solid particle receiver for a high temperature solar central receiver system. Technical report, Sandia National Labs., Livermore, CA (USA), 1985.
- [61] Fan, L. T. , Ho, T.-C. , and Walawender, W. P. . Measurements of the rise velocities of bubbles, slugs and pressure waves in a gas-solid fluidized bed using pressure fluctuation signals. *AIChE Journal*, 29(1) :33–39, 1983.
- [62] Fend, T. , Hoffschmidt, B. , Pitz-Paal, R. , Reutter, O. , and Rietbrock, P. . Porous materials as open volumetric solar receivers : Experimental determination of thermophysical and heat transfer properties. *Energy*, 29(5–6) :823 – 833, 2004. SolarPACES 2002.
- [63] Flamant, G. . Theoretical and experimental study of radiant heat transfer in a solar fluidized-bed receiver. *AIChE Journal*, 28(4) :529–535, 1982.

- [64] Flamant, G. , Fatah, N. , and Flitris, Y. . Wall-to-bed heat transfer in gas-solid fluidized beds : Prediction of heat transfer regimes. *Powder technology*, 69(3) :223–230, 1992.
- [65] Flamant, G. , Flitris, Y. , and Gauthier, D. . Heat transfer to walls in a high temperature fluidized bed of group {II} particles. *Chemical Engineering and Processing : Process Intensification*, 27(3) :175 – 184, 1990.
- [66] Flamant, G. and Hemati, M. . Dispositif collecteur d'énergie solaire, October 22 2010. Patent N 10 58565.
- [67] Flamant, G. , Lu, J. , and Variot, B. . Towards a generalized model for vertical walls to gas-solid fluidized beds heat transfer-ii. radiative transfer and temperature effects. *Chemical Engineering Science*, 48(13) :2493–2503, 1993.
- [68] Flamant, G. and Olalde, G. . High temperature solar gas heating comparison between packed and fluidized bed receivers-i. *Solar Energy*, 31(5) :463 – 471, 1983.
- [69] Flamant, G. . Transferts de chaleur couplés avec rayonnement dans les lits fluidisés. application à la conversion thermique de l'énergie solaire. Master's thesis, Thèse Docteur d'État, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1985.
- [70] Flamant, G. , Hernandez, D. , Bonet, C. , and Traverse, J.-P. . Experimental aspects of the thermochemical conversion of solar energy ; decarbonation of $CaCO_3$. *Solar Energy*, 24(4) :385 – 395, 1980.
- [71] Gabor, J. . Wall-to-bed heat transfer in fluidized and packed beds. In *Chemical Engineering Progress Symposium Series*, volume 66, pages 76–86, 1970.
- [72] Gabor, J. D. . Wall-to-bed heat transfer in fluidized beds. *AIChE Journal*, 18(1) :249–250, 1972.
- [73] Geldart, D. . The effect of particle size and size distribution on the behaviour of gas-fluidised beds. *Powder Technology*, 6(4) :201–215, 1972.
- [74] Geldart, D. . *Gas fluidization technology*. John Wiley and Sons Inc., New York, NY, Jan 1986.
- [75] Geldart, D. and Abrahamsen, A. R. . Homogeneous fluidization of fine powders using various gases and pressures. *Powder Technology*, 19(1) :133–136, 1978.
- [76] Geldart, D. and Wong, A. . Fluidization of powders showing degrees of cohesiveness - II. experiments on rates of de-aeration. *Chemical Engineering Science*, 40(4) :653 – 661, 1985.
- [77] Geldart, D. . Types of gas fluidization. *Powder technology*, 7(5) :285–292, 1973.
- [78] Gelperin, N. and Einstein, V. . *Fluidization*, pages 471–517. Academic Press London, 1971.
- [79] Gelperin, N. , Lebedev, P. , Napalkov, G. , and VG, A. . Heat and mass transfer in a fluidized bed and other disperse systems. *International Chemical Engineering*, 6(1) :4, 1966.
- [80] Gobin, A. , Neau, H. , Simonin, O. , Llinas, J. , Reiling, V. , and Sélo, J. . Fluid dynamic numerical simulation of a gas phase polymerization reactor. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 43 :1199–1220, 2003.

- [81] Granier, M. . *Étude du transfert de chaleur entre une couche fluidisée bidimensionnelle et une paroi*. PhD thesis, I.N.P. Toulouse, 1978.
- [82] Green, D. W. and H., P. R. . *Thermodynamic Properties*. McGraw-Hill : New York, 2008.
- [83] Haider, A. and Levenspiel, O. . Drag coefficient and terminal velocity of spherical and nonspherical particles. *Powder technology*, 58(1) :63–70, 1989.
- [84] Han, G. , Lee, G. , and Kim, S. . Hydrodynamic characteristics of a circulating fluidized bed. *Korean Journal of Chemical Engineering*, 2(2) :141–147, 1985.
- [85] Harrison, D. , Davidson, J. , and De Kock, J. . On the nature of aggregative and particulate fluidisation. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 39 :202–211, 1961.
- [86] Hikita, T. , Ikeda, M. , and Asano, H. . Upward transportation of particles in dense phase. In *Fluidization : proceedings of the Fourth International Conference on Fluidization, May 29-June 3, 1983, Kashikojima, Japan*, page 219. American Institute of Chemical Engineers, 1984.
- [87] Hirama, T. , Takeuchi, H. , and Chiba, T. . Regime classification of macroscopic gas-solid flow in a circulating fluidized bed riser. *Powder technology*, 70(3) :215–222, 1992.
- [88] Hoomans, B. , Kuipers, J. , Sallé, M. M. , Stein, M. , and Seville, J. . Experimental validation of granular dynamics simulations of gas-fluidised beds with homogenous in-flow conditions using positron emission particle tracking. *Powder Technology*, 116(2-3) :166 – 177, 2001. Modelling and Computational analysis of a collection of particulate and fluid-solid flow problems.
- [89] Horio, M. . Ryudoso no kousoku sousa, funtai kogaku kaishi. *Powder Technology Journal*, 23(2) :80–90, 1986.
- [90] Horio, M. and Nonaka, A. . A generalized bubble diameter correlation for gas-solid fluidized beds. *AIChE journal*, 33(11) :1865–1872, 1987.
- [91] Hovmand, S. and Davidson, J. . Pilot plant and laboratory scale fluidized reactors at high gas velocities ; the relevance of slug flow. In *Fluidization*. Academic Press New York, 1971.
- [92] Il'Chenko, A. , Pikashov, V. , and Makhorin, K. . Study of radiative heat transfer in a fluidized bed. *Journal of engineering physics*, 14(4) :321–324, 1968.
- [93] Kehoe, P. and Davidson, J. . Pressure fluctuations in slugging fluidized beds. In *AIChE Symp. Ser*, volume 128, pages 34–40, 1973.
- [94] Kharchenko, N. and Makhorin, K. . The rate of heat transfer between a fluidized bed and an immersed body at high temperatures. *International Journal of Chemical Engineering*, 4(4) :650–654, 1964.
- [95] Klinzing, G. and Mathur, M. . The dense and extrusion flow regime in gas-solid transport. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 59(5) :590–594, 1981.
- [96] Koenigsdorff, R. . *Direkteinkopplung konzentrierter Solarstrahlung in eine zirkulierende Wirbelschicht*. VDI-Verl. Dusseldorf, 1994.
- [97] Kothari, A. K. . *Analysis of fluid-solid heat transfer coefficients in fluidized beds*. PhD thesis, Illinois Institute of Technology, 1967.
- [98] Kunii, D. and Levenspiel, O. . *Fluidization Engineering*. Butterworth-Heinemann, Boston, 1991.

- [99] Kunii, D. and Levenspiel, O. . Heat transfer between fluidized beds and wall surfaces. In *Fluidization VII : Proceedings of the Seventh Engineering Foundation Conference on Fluidization, May 3-8 1992, Brisbane, Australia*. Amer Inst of Chemical Engineers, May 1992.
- [100] Kunii, D. and Levenspiel, O. . *Fluidization Engineering*, chapter 7. Wiley, New York, 1969.
- [101] Kunii, D. and Levenspiel, O. . A general equation for the heat-transfer coefficient at wall surfaces of gas/solid contactors. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 30(1) :136–141, 1991.
- [102] Laffitte, P. and Saunier, C. . Rapport sur les apports de la science et de la technologie au développement durable (tome I, changement climatique et transition énergétique : dépasser la crise). *Les documents d'information- Assemblée nationale*, 2006.
- [103] Lanneau, K. . Gas-solids contacting in fluidized beds. *Trans. Inst. Chem. Eng*, 38 :125–137, 1960.
- [104] Lata, J. M. , Rodríguez, M. , and De Lara, M. Á. . High flux central receivers of molten salts for the new generation of commercial stand-alone solar power plants. *Journal of Solar Energy Engineering*, 130(2) :21002, 2008.
- [105] Laverman, J. , Fan, X. , Ingram, A. , Annaland, M. , Parker, D. , Seville, J. , and Kuipers, J. . Experimental study on the influence of bed material on the scaling of solids circulation patterns in 3D bubbling gas–solid fluidized beds of glass and polyethylene using positron emission particle tracking. *Powder Technology*, 224 :297–305, 2012.
- [106] Lee, G. and Kim, S. . Bed expansion characteristics and transition velocity in turbulent fluidized beds. *Powder Technology*, 62(3) :207 – 215, 1990.
- [107] Lemmon, E. W. , Jacobsen, R. T. , Penoncello, S. G. , and Friend, D. G. . Thermodynamic properties of air and mixtures of nitrogen, argon, and oxygen from 60 to 2000 k at pressures to 2000 MPa. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 29(3) :331–385, 2000.
- [108] Lemmon, E. , Huber, M. , and McLinden, M. . Nist standard reference database 23, NIST reference fluid thermodynamic and transport properties–refprop, version 9.0; standard reference data program, national institute of standards and technology : Gaithersburg, md. *There is no corresponding record for this reference*, 2010.
- [109] Lemmon, E. and Jacobsen, R. . Viscosity and thermal conductivity equations for nitrogen, oxygen, argon, and air. *International Journal of Thermophysics*, 25(1) :21–69, 2004.
- [110] Leung, L. . Vertical pneumatic conveying : a flow regime diagram and a review of choking versus non-choking systems. *Powder Technology*, 25(2) :185–190, 1980.
- [111] Leva, M. and Grummer, M. . A correlation of solids turnover in fluidized systems-its relation to heat transfer. *Chemical Engineering Progress*, 48(6) :307–313, 1952.
- [112] Leva, M. , Weintraub, M. , and Grummer, M. . Heat transmission through fluidized beds of fine particles. *Chemical Engineering Progress*, 45(9) :563–572, 1949.
- [113] Levenspiel, O. and Walton, J. . Bed-wall heat transfer in fluidized systems. In *Chemical Engineering Progress Symposium Series*, volume 50, pages 1–13, 1954.
- [114] Li, H. and Kwauk, M. . Vertical pneumatic moving-bed transport-II. experimental findings. *Chemical engineering science*, 44(2) :261–271, 1989.

- [115] Lim, C. J. and Mathur, K. B. . A flow model for gas movement in spouted beds. *AIChE Journal*, 22(4) :674–680, 1976.
- [116] Loth, E. . Drag of non-spherical solid particles of regular and non regular shape. *Powder Technology*, 182 :342–353, 2008.
- [117] Lun, C. K. K. and Savage, S. B. . A simple kinetic theory for granular flow of rough, inelastic, spherical particles. *J. Appl. Mech.*, 54(1) :47–53, 1987.
- [118] MARTIN, H. . Fluid-bed heat exchangers : a new model for particle convective energy transfer. *Chemical Engineering Communications*, 13(1-3) :1–16, 1981.
- [119] Martin, H. . Heat transfer between gas fluidized beds of solid particles and the surfaces of immersed heat exchanger elements, part i. *Chemical Engineering and Processing : Process Intensification*, 18(3) :157–169, 1984.
- [120] Martin, J. and Vitko Jr, J. . Ascuas : a solar central receiver utilizing a solid thermal carrier. Technical report, Sandia National Labs., Livermore, CA (USA), 1982.
- [121] Mathur, A. and Saxena, S. C. . Total and radiative heat transfer to an immersed surface in a gas-fluidized bed. *AIChE Journal*, 33(7) :1124–1135, 1987.
- [122] Matsen, J. . Evidence of maximum stable bubble size in a fluidized bed. In *AIChE Symp. Ser.*, number 128 in 69, pages 30–33, 1973.
- [123] Matsen, J. and Tarmy, B. . Scale-up of laboratory fluid-bed data : the significance of slug flow. In *AIChE Symp. Ser.*, number 101 in 66, pages 1–7, 1970.
- [124] Méchitoua, N. , Boucker, M. , Laviéville, J. , Hérard, J. , Pigny, S. , and Serre, G. . An unstructured finite volume solver for two-phase water/vapour flows modelling based on elliptic oriented fractional step method. In *NURETH 10, Seoul South Korea*, 2003.
- [125] Mickley, H. and Fairbanks, D. F. . Mechanism of heat transfer to fluidized beds. *AIChE Journal*, 1(3) :374–384, 1955.
- [126] Mok, S. L. K. , Bergougnou, M. A. , Molodtsov, Y. , and Large, J.-F. . Characterization of dilute and dense phase vertical upflow gas-solid transport based on average concentration and velocity data. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 67(1) :10–16, 1989.
- [127] Molerus, O. . Arguments on heat transfer in gas fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, 48(4) :761 – 770, 1993.
- [128] Molerus, O. , Burschka, A. , and Dietz, S. . Particle migration at solid surfaces and heat transfer in bubbling fluidized beds -I. particle migration measurement systems. *Chemical Engineering Science*, 50(5) :871 – 877, 1995.
- [129] Molerus, O. , Burschka, A. , and Dietz, S. . Particle migration at solid surfaces and heat transfer in bubbling fluidized beds II. prediction of heat transfer in bubbling fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, 50(5) :879–885, 1995.
- [130] Molerus, O. and Mattmann, W. . Heat transfer in gas fluidized beds. part 2 : Dependence of heat transfer on gas velocity. *Chemical engineering & technology*, 15(4) :240–244, 1992.
- [131] Molerus, O. and Mattmann, W. . Heat transfer mechanisms in gas fluidized beds. part 1 : Maximum heat transfer coefficients. *Chemical engineering & technology*, 15(3) :139–150, 1992.

- [132] Mori, S. , Hashimoto, O. , Haruta, T. , Mochizuki, K. , Matsutani, W. , Hiraoka, S. , Yamada, I. , Kojima, T. , Tuji, K. , Basu, P. , et al. Circulating fluidized bed technology II. *edited by Basu, P. and Large, JF, Pergamon Press, New York*, 105, 1988.
- [133] Mori, S. and Wen, C. . Estimation of bubble diameter in gaseous fluidized beds. *AIChE Journal*, 21(1) :109–115, 1975.
- [134] Morioka, S. and Nakajima, T. . Modeling of gas and solid particles two-phase flow and application to fluidized bed. *Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 6(1) :77–88, 1987.
- [135] Mostoufi, N. and Chaouki, J. . Local solid mixing in gas–solid fluidized beds. *Powder Technology*, 114(1) :23–31, 2001.
- [136] Müller-Steinhagen, H. and Trieb, F. . Concentrating solar power. *A review of the technology. Ingenia Inform QR Acad Eng*, 18 :43–50, 2004.
- [137] Munro, R. G. . Material properties of a sintered α -sic. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 26(5) :1195–1203, 1997.
- [138] Murachman, B. . *Hydrodynamique et transferts thermiques dans les lits fluidisés par les gaz*. PhD thesis, Toulouse, INPT, 1990.
- [139] Neau, H. , Fede, P. , Laviéville, J. , and Simonin, O. . High performance computing (HPC) for the fluidization of particle-laden reactive flows. In *The 14th International Conference on Fluidization, From Fundamentals to Products, Noordwijkerhout, Netherlands*, 2013.
- [140] Nilsson, O. , Mehling, H. , Horn, R. , Fricke, J. , Hofmann, R. , Müller, S. G. , Eckstein, R. , and Hofmann, D. . Determination of the thermal diffusivity and conductivity of monocrySTALLINE silicon carbide (300-2300 K). *High Temperatures. High Pressures*, 29(1) :73–79, 1997.
- [141] Ortega, J. I. , Burgaleta, J. I. , and Téllez, F. M. . Central receiver system solar power plant using molten salt as heat transfer fluid. *Journal of Solar Energy Engineering*, 130(2) :024501, 2008.
- [142] Ozkaynak, T. , Chen, J. , , and Frankenfield, T. . An experimental investigation of radiation heat transfer in a high temperature fluidized bed. In *4th International Conference on Fluidization*, 1983.
- [143] Pacio, J. and Wetzel, T. . Assessment of liquid metal technology status and research paths for their use as efficient heat transfer fluids in solar central receiver systems. *Solar Energy*, 93 :11–22, 2013.
- [144] Parmentier, J. , Simonin, O. , and Delsart, O. . A functional subgrid drift velocity model for filtered drag prediction in dense fluidized bed. *AIChE*, 58, Issues 4 :1084–1098, 2011.
- [145] Patankar, S. . *Numerical heat transfer and fluid flow*. CRC Press, 1980.
- [146] Peirano, E. , Delloume, V. , Johnsson, F. , Leckner, B. , and Simonin, O. . Numerical simulation of the fluid dynamics of a freely bubbling fluidized bed : influence of the air supply system. *Powder Technology*, 122(1) :66–82, 2002.
- [147] Perales, J. , Coll, T. , Liop, M. , J, A. , and J, C. . The prediction of transport velocity in fast fluidized beds. In Laguerie, C. and Guigon, P. , editors, *Récent Progrès en Génie des Procédés, La Fluidisation*, pages 47–53, 1991.

- [148] Perales, J. , Coll, T. , Llop, M. , Puigjaner, L. , Arnaldos, J. , and Casal, J. . *On the transition from bubbling to fast fluidization regimes*, pages 73–78. Pergamon Press : Oxford, UK edited by Basu, P. and Horio, M. and Hasatani, M., 1991.
- [149] Petit, G. . *Contribution à l'étude expérimentale et numérique du comportement des phases gaz et solide dans un lit fluidisé circulant : application au procédé FCC*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2005.
- [150] Peyman, M. and Laguérie, C. . Heat transfer between solids and gas in a multistaged fluidized bed. In Grace, J. and Matsen, J. , editors, *Fluidization*, pages 243–251. Springer US, 1980.
- [151] Pietsch, W. . *Size enlargement by agglomeration*. Wiley New York, 1991.
- [152] Pyle, D. and Harrison, D. . The rising velocity of bubbles in two-dimensional fluidised beds. *Chemical Engineering Science*, 22(4) :531–535, 1967.
- [153] Rabinovich, E. and Kalman, H. . Flow regime diagram for vertical pneumatic conveying and fluidized bed systems. *Powder Technology*, 207(1) :119–133, 2011.
- [154] Ranz, W. . Friction and transfer coefficients for single particles and packed beds. *Chemical Engineering Progress*, 48(5) :247–253, 1952.
- [155] Rhodes, M. . The upward flow of gas/solid suspensions. II : A practical quantitative flow regime diagram for the upward flow of gas/solid suspensions. *Chemical engineering research & design*, 67(1) :30–37, 1989.
- [156] Richardson, J. . Incipient fluidization and particulate systems. *Fluidization*, pages 25–64, 1971.
- [157] Rizk, F. . *Dr-Ing*. PhD thesis, Dissertation, Technische Hochschule Karlsruhe, 1973.
- [158] Röger, M. , Amsbeck, L. , Gobereit, B. , and Buck, R. . Face-down solid particle receiver using recirculation. *Journal of Solar Energy Engineering*, 133(3) :031009, 2011.
- [159] Romero, M. , Buck, R. , and Pacheco, J. E. . An update on solar central receiver systems, projects, and technologies. *Journal of Solar Energy Engineering*, 124(2) :98–108, 2002.
- [160] Rowe, P. and Partridge, B. . An x-ray study of bubbles in fluidized beds. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 43 :T157–T175, 1965.
- [161] Rowe, P. and Partridge, B. . An x-ray study of bubbles in fluidised beds. *Chemical Engineering Research and Design*, 75 :116–134, 1997.
- [162] Santos, E. , Hémati, M. , Andreux, R. , and Ferschneider, G. . Gas and solid behaviours during defluidisation of geldart-a particles. *Powder Technology*, 211(1) :156 – 164, 2011.
- [163] Sathiyamoorthy, D. , Sridar Rao, C. , and Rao, M. R. . Effect of distributors on heat transfer from immersed surfaces in gas fluidised beds. *The Chemical Engineering Journal*, 37(3) :149–163, 1988.
- [164] Schlünder, E. . Heat transfer between packed, agitated and fluidized beds and submerged surfaces. *Chemical Engineering Communications*, 9(1-6) :273–302, 1981.
- [165] Sherrington, P. and Oliver, R. . *Granulation*, volume 5. Heyden London, 1981.
- [166] Siegel, N. P. , Ho, C. K. , Khalsa, S. S. , and Kolb, G. J. . Development and evaluation of a prototype solid particle receiver : on-sun testing and model validation. *Journal of Solar Energy Engineering*, 132(2) :021008, 2010.

- [167] Simonin, O. . Continuum modelling of dispersed two-phase flows. *Lecture series-van Kareman Institute for fluid dynamics*, 2 :K1–K47, 1996.
- [168] Simonin, O. , Deutsch, E. , and Minier, J. . Eulerian prediction of the fluid/particle correlated motion in turbulent two-phase flows. *Applied Scientific Research*, 51, 1993.
- [169] Singer, C. , Buck, R. , Pitz-Paal, R. , and Müller-Steinhagen, H. . Assessment of solar power tower driven ultrasupercritical steam cycles applying tubular central receivers with varied heat transfer media. *Journal of solar energy engineering (2010)*, 132(4), 2010.
- [170] Solutia. Technical bulletin 7239115c, therminol vp-1 heat transfer fluid by solutia. Technical report, Eastman Chemical Company, 2003.
- [171] Sommer, K. . *Size Enlargement*, pages 121–158. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2000.
- [172] Son, S. R. and Kim, S. D. . Chemical-looping combustion with NiO and Fe_2O_3 in a thermobalance and circulating fluidized bed reactor with double loops. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 45(8) :2689–2696, 2006.
- [173] Srivastava, A. and Sundaresan, S. . Analysis of a frictional kinetic model for gas/particle flows. *Powder Technology*, 129 :72–85, 2003.
- [174] Stefanova, A. , Bi, H. , Lim, C. , and Grace, J. . Heat transfer from immersed vertical tube in a fluidized bed of group a particles near the transition to the turbulent fluidization flow regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(7–8) :2020 – 2028, 2008.
- [175] Steinfeld A., Imhof A., M. D. . Experimental investigation of an atmospheric-open cyclone solar reactor for solid-gas thermochemical reactions. *J. Sol. Energy Eng.*, 114(3) :171–174, 1992.
- [176] Stephens, G. , Sinclair, R. , and Potter, O. . Gas exchange between bubbles and dense phase in a fluidised bed. *Powder Technology*, 1(3) :157–166, 1967.
- [177] Stewart, P. S. B. and Davidson, J. . Slug flow in fluidised beds. *Powder Technology*, 1(2) :61–80, 1967.
- [178] Tan, T. and Chen, Y. . Review of study on solid particle solar receivers. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 14(1) :265 – 276, 2010.
- [179] Tannous, K. . *Contribution à l'étude hydrodynamique des lits fluidisés de grosses particules*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1993.
- [180] Santos, E. , Tavares dos. *Etude expérimentale et numérique du soutirage des particules d'un lit fluidisé. Application au cas industriel du FCC*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2010.
- [181] Thonglimp, V. , Hiquily, N. , and Laguerie, C. . Vitesse minimale de fluidisation et expansion des couches fluidisées par un gaz. *Powder technology*, 38(3) :233–253, 1984.
- [182] Thring, R. . Fluidised bed combustion for the stirling engine. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 20(9) :911 – 918, 1977.
- [183] Tomita, Y. , Yutani, S. , and Jotaki, T. . Pressure drop in vertical pneumatic transport lines of powdery material at high solids loading. *Powder Technology*, 25(1) :101–107, 1980.

- [184] Toomey, R. D. and Johnstone, H. . Heat transfer between beds of fluidized solids and the walls of the container. In *Chemical Engineering Progress Symposium Series*, volume 49, pages 51–63, 1953.
- [185] Tuot, J. and Clift, R. . Heat transfer around single bubbles in a two-dimensional fluidized bed. In *AIChE Symposium Series*, volume 69, pages 78–84, 1973.
- [186] Turton, R. , Fitzgerald, T. , and Levenspiel, O. . An experimental method to determine the heat transfer coefficient between fine fluidized particles and air via changes in magnetic properties. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 32(2) :289 – 296, 1989.
- [187] Turzo, G. . *Transport par fluidisation en phase hyperdense : amélioration technologique, modélisation et dimensionnement*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2013.
- [188] Valenzuela, J. and Glicksman, L. . An experimental study of solids mixing in a freely bubbling two-dimensional fluidized bed. *Powder technology*, 38(1) :63–72, 1984.
- [189] Heerden, C. , van, Nobel, A. P. P. , and Krevelen, D. W. , van. Mechanism of heat transfer in fluidized beds. *Industrial & Engineering Chemistry*, 45(6) :1237–1242, 1953.
- [190] Vedamurthy, V. and Sastri, V. . An analysis of the conductive and radiative heat transfer to the walls of fluidized bed combustors. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 17(1) :1 – 9, 1974.
- [191] Wallis, G. . *One-dimensional two-phase flow*. McGraw-Hill, 1969.
- [192] Warerkar, S. , Schmitz, S. , Goettsche, J. , Hoffschmidt, B. , Reißel, M. , and Tamme, R. . Air-sand heat exchanger for high-temperature storage. *Journal of Solar Energy Engineering*, 133(2) :021010, 2011.
- [193] Wasyluk, D. , Kraft, D. , Marshall, J. , and Iannacchione, S. . Shop assembled vertical serpentine flow molten salt solar receiver, August 1 2013. US Patent App. 13/560,347.
- [194] Watson, R. , Thorpe, R. , and Davidson, J. . Vertical plug-flow pneumatic conveying from a fluidised bed. *Powder Technology*, 224 :155–161, 2012.
- [195] Wen, C. and Yu, Y. . Mechanics of fluidization. In *Chemical Engineering Progress Symposium Series*, volume 62, page 100, 1966.
- [196] Wen, C.-Y. and Leva, M. . Fluidized-bed heat transfer : A generalized dense-phase correlation. *AIChE Journal*, 2(4) :482–488, 1956.
- [197] Wen, C. and Chang, T. . Particle to particle heat transfer in air fluidized beds. In *Proceedings of International Symposium on Fluidization*, 1967.
- [198] Werther, J. and Molerus, O. . The local structure of gas fluidized beds-i. a statistically based measuring system. *International Journal of Multiphase Flow*, 1(1) :103–122, 1973.
- [199] Werther, J. and Molerus, O. . The local structure of gas fluidized beds-II. the spatial distribution of bubbles. *International Journal of Multiphase Flow*, 1(1) :123–138, 1973.
- [200] Wicke, E. and Fetting, F. . Wärmeübertragung in gaswirbelschichten. *Chemie Ingenieur Technik*, 26(6) :301–310, 1954.
- [201] Wunder, R. . *Warmeübergang an vertikalen warmetauscherflächen in gaswirbelschichten*. PhD thesis, Technical University of Munich, 1980.

- [202] Wunder, R. and Mersmann, A. . Wärmeübergang zwischen gaswirbel-schichten und senkrechten austauschflächen. *Chemie Ingenieur Technik*, 51(3) :241–241, 1979.
- [203] Yagi, S. and Kunii, D. . Studies on heat transfer near wall surface in packed beds. *AIChE Journal*, 6(1) :97–104, 1960.
- [204] Yamada, J. , Kurosaki, Y. , Satoh, I. , and Shimada, K. . Radiative heat exchange between a fluidized bed and heated surface. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 11(2) :135 – 142, 1995.
- [205] Yang, W.-C. . A mathematical definition of choking phenomenon and a mathematical model for predicting choking velocity and choking voidage. *AIChE Journal*, 21(5) :1013–1015, 1975.
- [206] Yang, W.-C. . Criteria for choking in vertical pneumatic conveying lines. *Powder Technology*, 35(2) :143 – 150, 1983.
- [207] Yerushalmi, J. and Cankurt, N. . Further studies of the regimes of fluidization. *Powder Technology*, 24(2) :187–205, 1979.
- [208] Yoshida, K. , Kunii, D. , and Levenspiel, O. . Heat transfer mechanisms between wall surface and fluidized bed. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 12(5) :529 – 536, 1969.
- [209] Yoshida, K. , Ueno, T. , and Kunii, D. . Mechanism of bed-wall heat transfer in a fluidized bed at high temperatures. *Chemical Engineering Science*, 29(1) :77 – 82, 1974.
- [210] Yousfi, Y. and Gau, G. . Aérodynamique de l’écoulement vertical de suspensions concentrées gaz–solide II. chute de pression et vitesse relative gaz–solide. *Chemical Engineering Science*, 29(9) :1947–1953, 1974.
- [211] Yousfi, Y. and Gau, G. . Aérodynamique de l’écoulement vertical de suspensions concentrées gaz–solides I. régimes d’écoulement et stabilité aérodynamique. *Chemical Engineering Science*, 29(9) :1939–1946, 1974.
- [212] Zavoico, A. B. . Design basis document. *Sandia National Laboratories, SAND2001-2100, Albuquerque, NM*, 2001.
- [213] Zhang, J.-Y. and Rudolph, V. . Flow instability in non-fluidized standpipe flow. *Powder technology*, 97(2) :109–117, 1998.
- [214] Zhu, H. and Zhu, J. . Gas-solids flow structures in a novel circulating-turbulent fluidized bed. *AIChE journal*, 54(5) :1213–1223, 2008.
- [215] Ziegler, E. N. , Koppel, L. B. , and Brazelton, W. T. . Effects of solid thermal properties on heat transfer to gas fluidized beds. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 3(4) :324–328, 1964.

Annexe A

Définitions de différentes grandeurs caractéristiques de la distribution granulométrique

Deux grandeurs sont utilisées afin de caractériser la distribution de taille des particules :

- la taille médiane, d_{50} , définie comme l'ouverture théorique du tamis qui laisserait passer 50 % de la masse totale de l'échantillon,
- le coefficient de variation, ou «span», qui exprime l'écart par rapport à l'uniformité, ou le resserrement granulométrique autour du diamètre médian :

$$\text{span} = \frac{d_{90} - d_{10}}{d_{50}} \quad (\text{A.1})$$

d_{10} et d_{90} sont les ouvertures théoriques des tamis qui laisseraient passer respectivement 10 % et 90 % de la masse totale de l'échantillon.

Lorsque l'on désire donner de l'importance à la surface des particules, on définit leur diamètre moyen par l'expression :

$$d_{[3,2]} = \frac{100}{\sum \frac{X_i}{d_{p,i}}} \quad (\text{A.2})$$

où $d_{p,i}$ est le diamètre médian de la classe i , et X_i est la fraction massique de solide retenue pour la classe i . $d_{[3,2]}$ est le diamètre moyen surface/volume ou diamètre de Sauter. Il permet d'assimiler un lot de particules hétérogènes en taille comme un lot homogène en taille de même surface spécifique.

Lorsque l'on désire donner de l'importance au volume des particules, on définit leur diamètre moyen par :

$$d_{[4,3]} = \sum X_i \cdot d_{p,i} \quad (\text{A.3})$$

$d_{[4,3]}$ correspond au diamètre moyen pondéré. Il permet d'assimiler un lot de particules hétérogènes en taille à des sphères de volume équivalent.

Notons que le rapport entre le diamètre surface/volume (Sauter) et le diamètre volumique est défini comme le facteur de forme Φ .

$$\Phi = \frac{d_{[3,2]}}{d_{[4,3]}} \quad (\text{A.4})$$

Annexe B

L'indice de coulabilité d'une poudre selon Carr [35]

Dans cette annexe, est rappelée la méthode de détermination des critères de Carr [35], ainsi que leurs correspondances avec l'indice de coulabilité d'une poudre (Tableau B.1).

Les critères empiriques définis par Carr sont au nombre de 4 :

- la compressibilité γ , définie à partir des masses volumiques en vrac et tassée des particules,
- l'angle de talus θ_t (Figure B.1(a)),
- l'angle de spatule θ_s (Figure B.1(b)),
- l'indice d'uniformité I_u , défini comme :

$$I_u = \frac{d_{60}}{d_{10}} \quad (\text{B.1})$$

Détermination de la compressibilité d'une poudre

Deux masses volumiques différentes sont définies :

- la masse volumique en vrac ρ_{vr} , obtenue par la mesure de la masse de poudre introduite en vrac dans un récipient de volume bien défini,
- la masse volumique tassée ρ_{ta} , obtenue par la mesure de la masse de poudre permettant de remplir une éprouvette de volume donnée, et soumise à des chocs normalisés (standard CEMA).

L'écart entre ces deux masses volumiques représente le facteur de compressibilité γ , défini par :

$$\gamma = 100 \cdot \frac{\rho_{ta} - \rho_{vr}}{\rho_{ta}} \quad (\text{B.2})$$

Mesures des angles de talus et de spatule :

Les angles de talus et de spatule se mesurent optiquement par laser à partir d'un tas de poudre versé sans contrainte sur un plateau (angle de talus), ou extrait d'un bac à l'aide d'une spatule (angle de spatule), comme indiqué sur la Figure B.1.

Correspondance entre les critères empiriques de Carr [35] et l'indice de coulabilité d'une poudre

Le Tableau B.1 présente les correspondances entre les critères empiriques définis ci-dessus et l'indice de coulabilité d'une poudre.

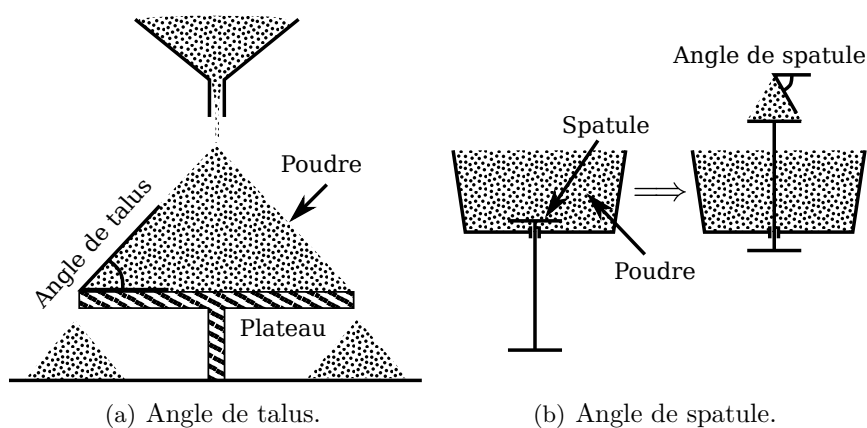


FIGURE B.1 – Technique de détermination des angles de talus et de spatule.

Tableau B.1 – Correspondances entre les critères empiriques de Carr [35] et l'indice de coulabilité d'une poudre.

Degré de coulabilité	Indice de coulabilité	Compressibilité		Angle talus		Angle spatule		Uniformité	
		γ (%)	Indice (-)	θ_t (°)	Indice (-)	θ_s (°)	Indice (-)	I_u (-)	Indice (-)
Très bon	90-100	5	25	25	25	25	25	1	25
		6-9	23	26-29	24	26-30	24	2-4	23
		10	22,5	30	22,5	31	22,5	5	22,5
Bon	80-89	11	22	31	22	32	22	6	22
		12-14	21	32-34	21	33-37	21	7	21
		15	20	35	20	38	20	8	20
Assez bon	70-79	16	19,5	36	19,5	39	19,5	9	19
		17-19	18	37-39	18	40-45	18	12	17,5
Normal	60-69	21	17	41	17	46	17	13	17
		22-24	16	42-44	16	47-59	16	14-16	16
		25	15	45	15	60	15	17	15
Pas bon	40-59	26	14,5	46	14,5	61	14,5	18	14,5
		27-30	12	47-54	12	62-74	12	19-21	12
		31	10	55	10	75	10	22	10
Mauvais	20-39	32	9,5	56	9,5	76	9,5	23	9,5
		33-36	7	57-64	7	77-89	7	24-26	7
		37	5	65	5	90	5	27	5
Très mauvais	0-19	38	4,5	66	4,5	91	4,5	28	4,5
		39-44	2	67-89	2	92-99	2	29-35	2
		45	0	90	0	100	0	36	0

Annexe C

Détermination des vitesses caractéristiques de fluidisation

Soit une couche de particules identiques reposant sur une grille poreuse horizontale, à l'intérieur d'une colonne, dans laquelle circule un courant gazeux ascendant, suivant le dispositif expérimental représenté sur la Figure C.1(a). La vitesse du gaz traversant une colonne est définie de la façon suivante :

- La vitesse superficielle du gaz U_g ou vitesse en fût vide, est la vitesse qu'aurait le gaz s'il était seul dans la colonne. Cette vitesse est définie dans le référentiel de la colonne.
- La vitesse interstitielle du gaz u_g est la vitesse locale du gaz également définie dans le référentiel de la colonne. Elle tient compte de la présence du solide. Le calcul de la vitesse interstitielle est présenté Equation (C.1).

$$u_g = \frac{U_g}{1 - \alpha_p} \quad (\text{C.1})$$

où α_p est le taux de présence solide.

Le tracé de la perte de charge totale du gaz à travers le lit en fonction de la vitesse superficielle du gaz (vitesse en fût vide ou vitesse débitante) donne le diagramme de fluidisation (Figure C.1(b)). Trois zones distinctes sont représentées sur ce graphique : le lit fixe, le lit fluidisé et le lit entraîné.

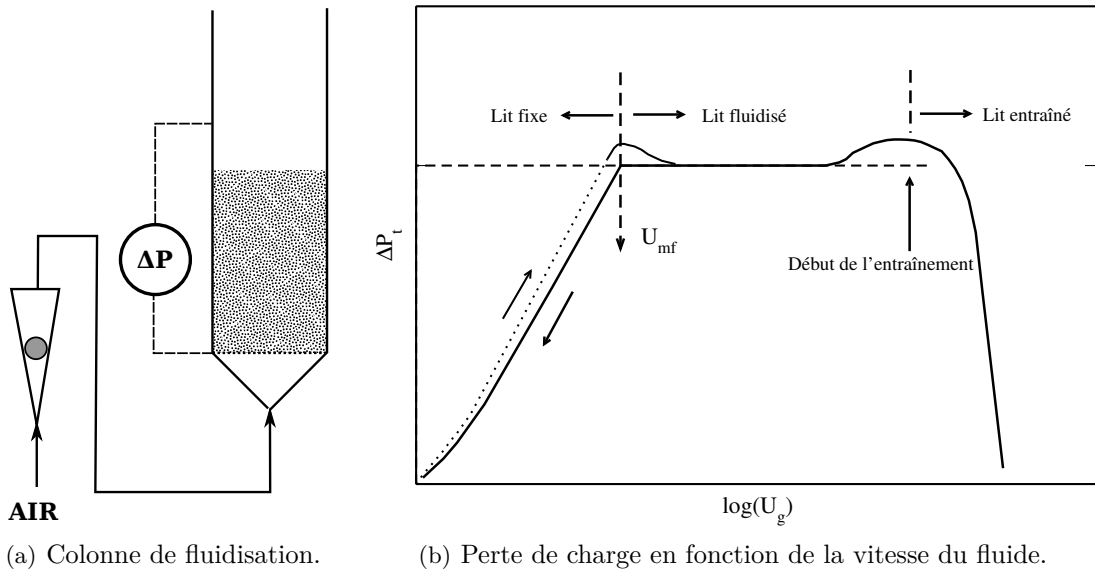


FIGURE C.1 – Dispositif expérimental pour l'étude des vitesses caractéristiques de fluidisation.

Suivant la loi d'Ergun [56], pour des vitesses de fluidisation faibles et pour des particules de petite taille ($Re_p < 10$), la perte de charge est une fonction linéaire de la vitesse (perte de charge à travers un lit «fixe»). Le nombre de Reynolds particulaire est donné par l'équation (C.2).

$$Re_p = \frac{\rho_g \cdot d_p \cdot U_g}{\mu_g} \quad (\text{C.2})$$

Lorsque la vitesse de gaz devient supérieure à une valeur limite, il apparaît des vibrations des particules et une expansion de la couche. La perte de charge passe alors par un maximum puis décroît pour atteindre une valeur sensiblement égale au poids des particules par unité de surface de la colonne. Au delà de cette vitesse, les particules deviennent indépendantes les unes

des autres, la suspension se comporte comme un liquide. La frontière entre l'état fixe et l'état fluidisé est délimitée par la vitesse minimale de fluidisation (U_{mf}). Cette vitesse ne dépend que des propriétés physiques du système gaz-solide étudié : elle est indépendante des paramètres géométriques du système. Précisons qu'au delà de cette vitesse minimale de fluidisation, le comportement de la suspension dépend fortement des propriétés des particules solides. De manière générale, un lit fluidisé présente différents régimes de fluidisation. Ces régimes sont présentés en Annexe D de ce manuscrit.

Au-delà d'une certaine vitesse, approximativement égale à la vitesse terminale de chute d'une particule isolée U_t , les particules sont entraînées hors du lit fluidisé. La diminution de la perte de charge du gaz à travers le lit est le résultat de la réduction de l'inventaire de solide du lit. Cette vitesse est importante, car elle permet de dimensionner les convoyeurs pneumatiques nécessaires au transport du solide vers le récepteur solaire.

Deux vitesses critiques U_{mf} et U_t encadrent donc l'état fluidisé qui apparaît comme un état de transition entre l'état fixe et l'entraînement du solide. Toutefois, cet état fluidisé est complexe et cinq régimes de fluidisation différents peuvent être rencontrés pour les particules de la classe A de la classification de Geldart. Ces régimes peuvent être décrits par rapport à la vitesse superficielle du gaz dans la colonne (Annexe D, Figure D.1).

Annexe D

Régimes de fluidisation en lits fluidisés classiques

Les régimes de fluidisation gaz-solide en lits fluidisés classiques sont présentés ici car ils permettent de définir le régime de fluidisation à imposer à l'intérieur du lit fluidisé d'alimentation des tubes d'échangeurs autrement appelé «nourrice».

La définition et la méthode de détermination des vitesses caractéristiques de ces différents régimes de fluidisation ont été amplement abordés dans les ouvrages classiques de fluidisation (Kunii et Levenspiel [100], Davidson et coll. [47], Geldart [74]) et dans les thèses de K. Tannous [179], de S.Diguet [53], de S. Dounit [54] et de G. Petit [149].

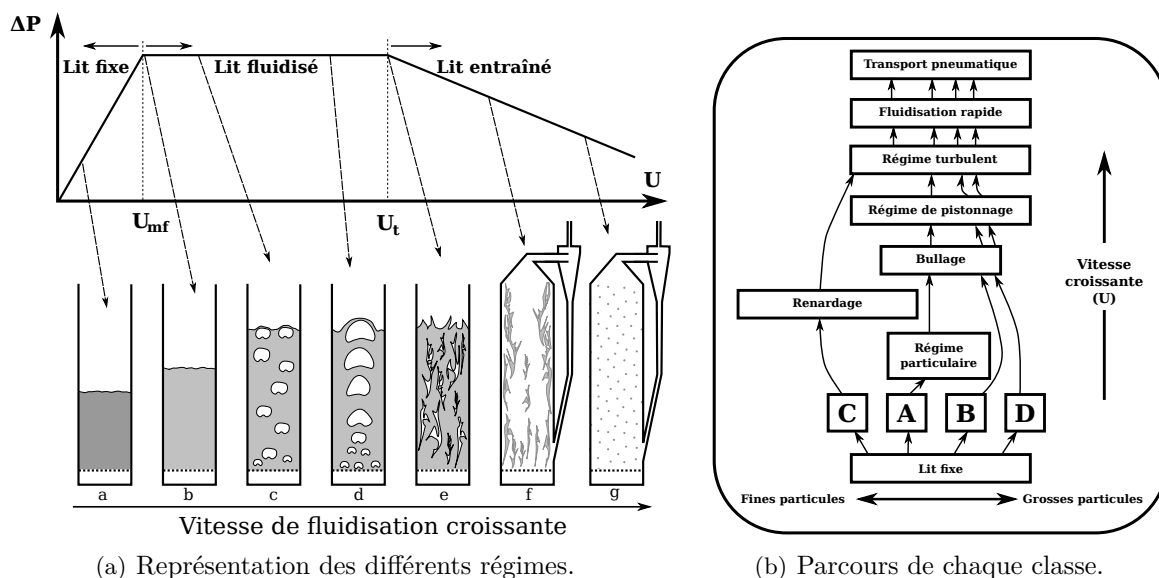


FIGURE D.1 – Régimes de fluidisation gaz-solide à vitesse de fluidisation croissante.

Un lit fluidisé de particules se comporte différemment suivant la vitesse du gaz de fluidisation. Ces différents états caractéristiques correspondent aux régimes de fluidisation représentés sur la Figure D.1(a).

Le diagramme de la Figure D.1(b) montre que la transition entre les différents régimes dépend de la catégorie de la poudre fluidisée. À vitesse de fluidisation croissante, les poudres de la classe A présentent chacun de ces régimes. Ces différents régimes présentent des caractéristiques bien différentes. Chacune de ces caractéristiques s'avère adaptée à un domaine d'application particulier.

À faible vitesse de fluidisation, le gaz s'écoule à travers le lit de particules immobiles. La perte de charge du gaz peut être estimée par la loi d'Ergun [56] et s'apparente à la perte de charge à travers un milieu poreux. C'est le régime de lit fixe (Figure D.1(a) colonne a).

Lorsque la vitesse du gaz dépasse la vitesse minimale de fluidisation U_{mf} , les particules deviennent agitées par des mouvements de faible amplitude. Le mouvement des particules est permis par l'initiation de l'expansion du lit, donc par l'écartement des particules les unes des autres. L'expansion homogène du lit augmente jusqu'à la vitesse dite du minimum de bullage. C'est le régime de fluidisation particulaire (Figure D.1(a) colonne b).

Au delà de la vitesse minimale de bullage U_{mb} , des bulles se forment, s'élèvent dans le lit et grossissent principalement par coalescence pour venir éclater à la surface du lit. Dans ce régime, la surface du lit est bien marquée. Les fluctuations de pression ont une amplitude appréciable. C'est le régime de fluidisation bouillonnante ou régime de bullage (Figure D.1(a) colonne c). L'apparition de bulles au sein du lit fluidisé est responsable du mouvement de la phase solide. Ce brassage est la raison fondamentale de l'isothermicité des lits fluidisés bouillonnants. L'isothermicité des lits fluidisés bouillonnants de particules de classe A est assurée avec une consommation minimale de gaz de fluidisation.

Lorsque le diamètre des bulles devient comparable au diamètre de la colonne, la suspension est constituée d'une alternance de grosses bulles autrement appelées «pistons», et de phase dense. C'est le régime de pistonnage (Figure D.1(a) colonne d). La surface du lit se soulève et retombe avec une fréquence très régulière. Les fluctuations de pression sont très importantes. La forme des pistons dépend des propriétés du gaz, du solide et des dimensions du lit. De fines particules produiront des pistons axiaux ne voyant pas les parois du lit, tandis que de grosses particules (classe D) produiront des pistons occupant toute la section de la colonne, continuellement traversés par une pluie de particules rejoignant la phase dense inférieure.

En augmentant encore la vitesse de fluidisation, le lit devient constitué de phases gazeuses et de phases solides qui vont et viennent très rapidement. Il devient alors difficile de distinguer sa surface. Les fluctuations de pression sont de faible amplitude. C'est le régime de fluidisation turbulente (Figure D.1(a) colonne e). L'apparition de ce régime dépend des particules fluidisées mais également de la géométrie de la colonne de fluidisation.

Au delà d'une certaine vitesse, les particules sont entraînées sous forme très diluée dans le courant gazeux. Cependant, de petits paquets de particules descendent près des parois. La notion de surface du lit disparaît complètement. La perte de charge devient très faible. C'est le régime de fluidisation rapide (Figure D.1(a) colonne f).

À très forte vitesse de gaz, les particules sont entraînées individuellement ou par très petits paquets. La perte de charge du gaz est principalement due aux frottements gaz-paroi. C'est le régime de fluidisation diluée (Figure D.1(a) colonne g).

Rappelons que suivant le type de poudre, tous les régimes ne sont pas rencontrés comme le montre le diagramme de la Figure D.1(b), et que les vitesses de transition entre les régimes sont très différentes. Il existe dans la littérature de nombreuses corrélations permettant de prédire ces vitesses caractéristiques pour chaque classe de particules.

Le régime de fluidisation rapide et le régime de fluidisation dilué se différencient des autres régimes car le solide y est transporté à l'extérieur du lit par la force de traînée exercée par le gaz sur les particules. Par conséquent, le flux massique de solide sur une section droite de colonne n'est pas nul. Le recyclage des particules par un cyclone puis un standpipe est indispensable à la conservation de l'inventaire initial de solide dans le système. La très grande majorité des procédés de transport de particules fluidisées utilisent ces régimes pour lesquels le débit massique de gaz est du même ordre de grandeur que le débit massique de solide. Il s'agit des régimes de transport caractéristiques des «lits fluidisés circulants» ou LFC.

Annexe E

Distribution du gaz entre la phase bulle et la phase émulsion

Distribution du gaz entre la phase dense et les bulles

La connaissance de la distribution du gaz à l'intérieur d'une colonne fluidisée permet de représenter la structure de l'écoulement du gaz. Lorsque la suspension est fluidisée avec un excès d'air par rapport au minimum de fluidisation, les affirmations suivantes sont admises en première approche :

- Pour des particules de classe A, la majorité du gaz est transportée sous forme de bulles ayant une vitesse d'ascension bien supérieure à la vitesse du gaz traversant la phase émulsion.
- Pour des particules de classe D, la majorité du gaz est transportée dans la phase émulsion car la vitesse interstitielle du gaz y est supérieure à la vitesse du gaz traversant les bulles.

Théorie de Davidson

Le modèle proposé par Davidson et Harrison [46] est schématisé sur la Figure E.1. Ces auteurs distinguent deux types de bulles : les bulles lentes et les bulles rapides. La transition de régime correspond à l'égalité entre la vitesse de la bulle isolée U_{br} et la vitesse interstitielle du gaz dans la phase émulsion u_e avec $u_e = U_{mf}/\varepsilon_{mf}$.

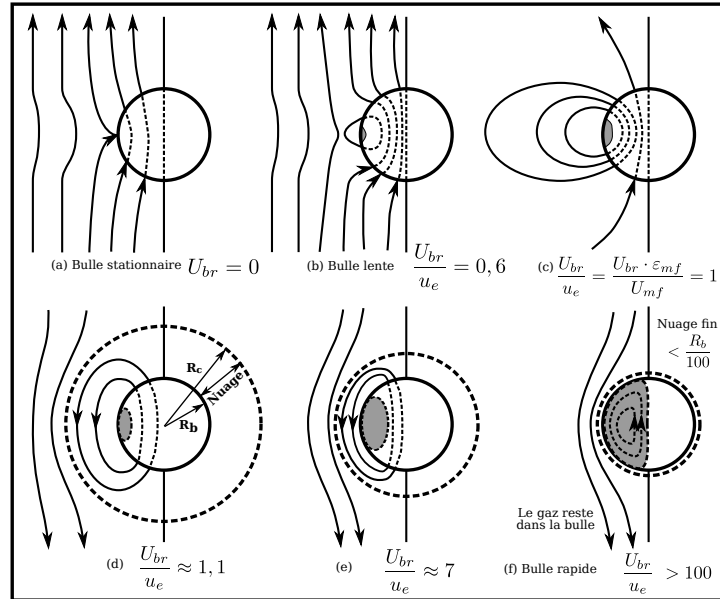


FIGURE E.1 – Lignes de courant du gaz à proximité d'une bulle (uniquement représentées à gauche de par la symétrie axiale des lignes de courant) : les 3 schémas du haut présentent des bulles sans nuage et les 3 schémas du bas présentent les nuages entourant les bulles rapides [46]. Les zones grisées correspondent au volume de gaz emprisonné dans la bulle.

- La bulle lente : $U_{br} \leq u_e$

Dans ce cas, la bulle est traversée par un court circuit gazeux venant de la phase dense ; c'est le régime ouvert. Le débit de gaz traversant la bulle est donné par l'équation (E.1) :

$$Q_b = \frac{3}{4} \cdot U_{mf} \cdot \pi \cdot d_b^2 \quad (\text{E.1})$$

Le gaz traverse la bulle avec une vitesse égale à $3 \cdot U_{mf}$.

- La bulle rapide : $U_{br} \geq u_e$

Dans ce cas, le gaz s'échappant de la bulle par sa partie haute est repoussé vers le bas, et après un séjour parmi les particules de la phase émulsion, pénètre à nouveau dans la bulle. C'est le régime fermé. Le recyclage du gaz crée une zone périphérique à la bulle appelée nuage. Le volume de ce nuage V_c est prévu par la théorie de Davidson (Équation (E.2)).

$$\frac{V_c}{V_b} = \frac{3 \cdot u_e}{U_{br} - u_e} \quad (\text{E.2})$$

Afin d'identifier les pistons générés dans cette étude parmi les différents états présentés Figure E.1, le rapport U_{br}/u_e est estimé. La vitesse d'un piston isolée est approximativement égale à $20 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$. La vitesse interstitielle du gaz dans la phase émulsion est proche d' $1 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$. Le rapport U_{br}/u_e est donc supérieur à 20. Par conséquent, les bulles ou pistons produits dans la colonne de transport sont en régime fermé (régime de bulles rapides).

Mouvement du solide

De nouvelles techniques de traçage des particules permettent de suivre la trajectoire de particules isolées à l'intérieur d'un lit fluidisé et d'en déduire les mouvements de recirculation propre au solide. Il existe cependant peu d'études de la trajectoire du solide dans une colonne de faible diamètre ($\leq 5 \text{ cm}$) en régime de bullage ou de pistonnage.

Rowe et Partridge [160] ont montré l'effet du bullage sur le mouvement du solide à l'intérieur d'un lit fluidisé par la visualisation aux rayons X (Figure 2.15). Ils ont démontré que les bulles entraînent dans leur sillage une fraction non négligeable de solide. L'homogénéisation des propriétés du lit par ce brassage des particules est une des propriétés les plus utilisées dans les lits fluidisés.

Le travail réalisé par Werther et Molerus [198, 199] portant sur la répartition des bulles au sein d'un lit fluidisé a montré que pour les lits fluidisés profonds, dont le rapport L/D_c est supérieur à 2, les courants de circulation des particules forment deux vortex : le premier est situé près du distributeur et contribue à alimenter le second vortex situé dans la partie supérieure du lit. Le solide monte ainsi exclusivement au centre du lit et descend près des parois (Figure E.2). Cette structure est rencontrée lorsque la hauteur du tube est grande devant son diamètre, ce qui est le cas du tube de transport utilisé dans ce manuscrit.

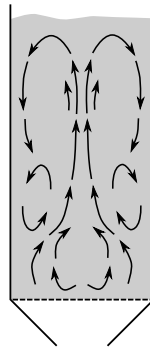


FIGURE E.2 – Principaux courants de circulation du gaz et du solide pour un lit fluidisé profond ($L/D_c \geq 2$).

Mostoufi et Chaouki [135] ont suivi la trajectoire des particules dans un lit fluidisé de 152 mm de diamètre par la technique RPT «Radioactive Particle Tracking». Ils déterminent alors la

diffusivité axiale et radiale du solide en fonction de la position radiale et pour différentes vitesses de fluidisation, à partir des déplacements axiaux et radiaux du solide en différents points de la colonne. La diffusivité radiale du solide est constante puis décroît à partir d'une certaine valeur du rayon lorsque on se rapproche de la paroi. La diffusivité radiale est améliorée par l'augmentation de la vitesse de fluidisation.

Plus récemment, Laverman et coll. [105] ont validé par la technique PEPT (Positron Emission Particle Tracking) la théorie de Werther, sur une colonne de 30 cm, par la visualisation des boucles de recirculation du solide.

Les bulles et les pistons augmentent les recirculations du solide dans la colonne et particulièrement pour les particules de classe A ou A/B de la classification de Geldart. Cette agitation améliore le transfert thermique. Ces régimes sont par conséquent utilisés à l'intérieur des tubes de transfert présentés dans ce manuscrit.

Annexe F

Effet de la température sur les propriétés physiques du gaz et du solide

Effets de la température

Les propriétés du gaz, du solide, et de la combinaison des deux au sein d'un agrégat dépend de la température. L'évolution des propriétés physiques du gaz et du solide avec la température est importante car elles déterminent en partie la capacité de transfert thermique à la paroi.

Sur les propriétés physiques de l'air et du SiC

Le carbure de silicium est un matériau cristallin formé par l'empilement alterné de plans compacts de «paires» C-Si. La longueur de la liaison Si-C est de 0,189 nm, contre 0,154 nm pour la liaison C-C, et de 0,235nm pour la liaison Si-Si. La liaison Si-C, contrairement aux deux autres n'est pas purement covalente. Elle est ionique à 12 % du fait de la différence d'électronégativité de ces deux atomes. Des caractéristiques de cette liaison Si-C découlent les propriétés physico-chimiques telles que la dureté du matériau, très élevée, mais aussi son inertie chimique (résistance à la corrosion), sa résistance aux irradiations, etc. La rigidité de la liaison Si-C, et plus encore celle de C-C, ainsi que la masse importante du C et du Si, fait que la conductivité thermique λ du SiC, et plus encore celle du diamant, est élevée.

La température a un effet sur les propriétés physiques du SiC. Les propriétés les plus importantes pour le transfert thermique sont la conductivité thermique du SiC λ_{SiC} , ainsi que sa capacité calorifique massique $c_{p,SiC}$.

La conductivité thermique du carbure de silicium calculée à partir des coefficients de la base de données DIPPR (Équation (F.1)).

$$\lambda_{SiC} = 64,164 - 0,062077 \cdot T + 1,9279 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 \quad (F.1)$$

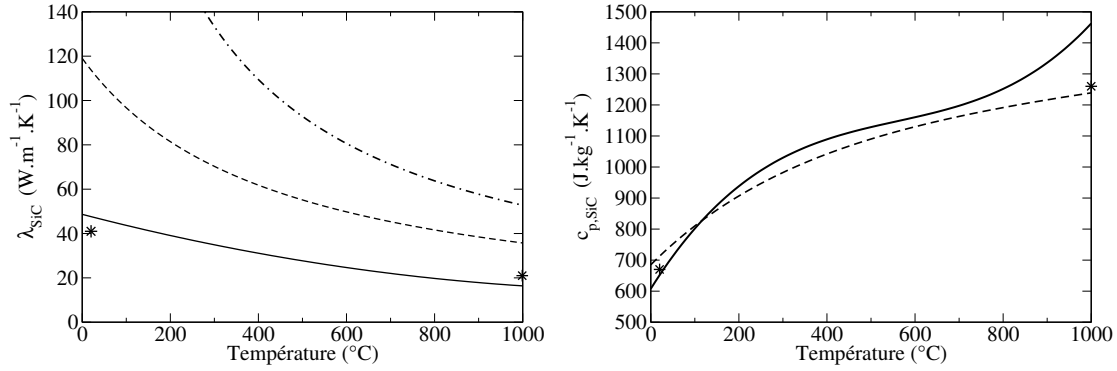
où λ_{SiC} est la conductivité thermique du carbure de silicium exprimée en $[W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$, et T est la température exprimée en $[K]$.

La capacité calorifique du carbure de silicium est calculée à partir des coefficients de la base de données DIPPR (Équation (F.2)).

$$c_{p,SiC} = \frac{-12594 + 185,97 \cdot T - 0,20815 \cdot T^2 + 8,3280 \cdot 10^{-5} \cdot T^3}{40,1} \quad (F.2)$$

où $c_{p,SiC}$ est en $[J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$, et T est la température en $[K]$.

Le graphique de la Figure F.1(a) représente l'évolution de la capacité calorifique massique du carbure de silicium en fonction de la température. Le graphique de la Figure F.1(b) représente l'évolution de la conductivité thermique du carbure de silicium en fonction de la température.



(a) $\lambda_{SiC} = f(T)$: (—) base de données DIPPR, (---) Munro [137], (-.-) Nils-son [140], (*) données fabricant. (b) $c_{p,SiC} = f(T)$: (—) base de données DIPPR, (---) Munro [137], (*) données fabricant.

FIGURE F.1 – Évolution des propriétés physiques du carbure de silicium avec la température.

La température a également un impact sur les propriétés physiques de l'air de fluidisation (Figure F.2). Elle agit sur la viscosité dynamique de l'air μ_{air} , la masse volumique de l'air ρ_{air} , la conductivité de l'air λ_{air} et la capacité calorifique massique de l'air $c_{p,air}$.

Sur les propriétés de l'agrégat

La conductivité thermique λ_e de l'agrégat peut être évaluée par la relation proposée par Gelperin et Einstein [78] (Équation (F.3)). La Figure F.3 donne l'évolution de la conductivité thermique d'un agrégat d'air et de carbure de silicium en fonction de la température.

$$\lambda_e = \lambda_g \cdot \left[1 + \frac{(1 - \varepsilon_{mf}) \cdot \left(1 - \frac{\lambda_g}{\lambda_p} \right)}{\frac{\lambda_g}{\lambda_p} + 0,28 \cdot \varepsilon_{mf}^{0,63} \cdot \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_p} \right)^{0,18}} \right] \quad (F.3)$$

La masse volumique ρ_e et la capacité calorifique massique $c_{p,e}$ de l'agrégat sont calculées de la façon suivante :

$$\rho_e = (1 - \varepsilon_{mf}) \cdot \rho_p \quad (F.4)$$

$$c_{p,e} = c_{p,s} \quad (F.5)$$

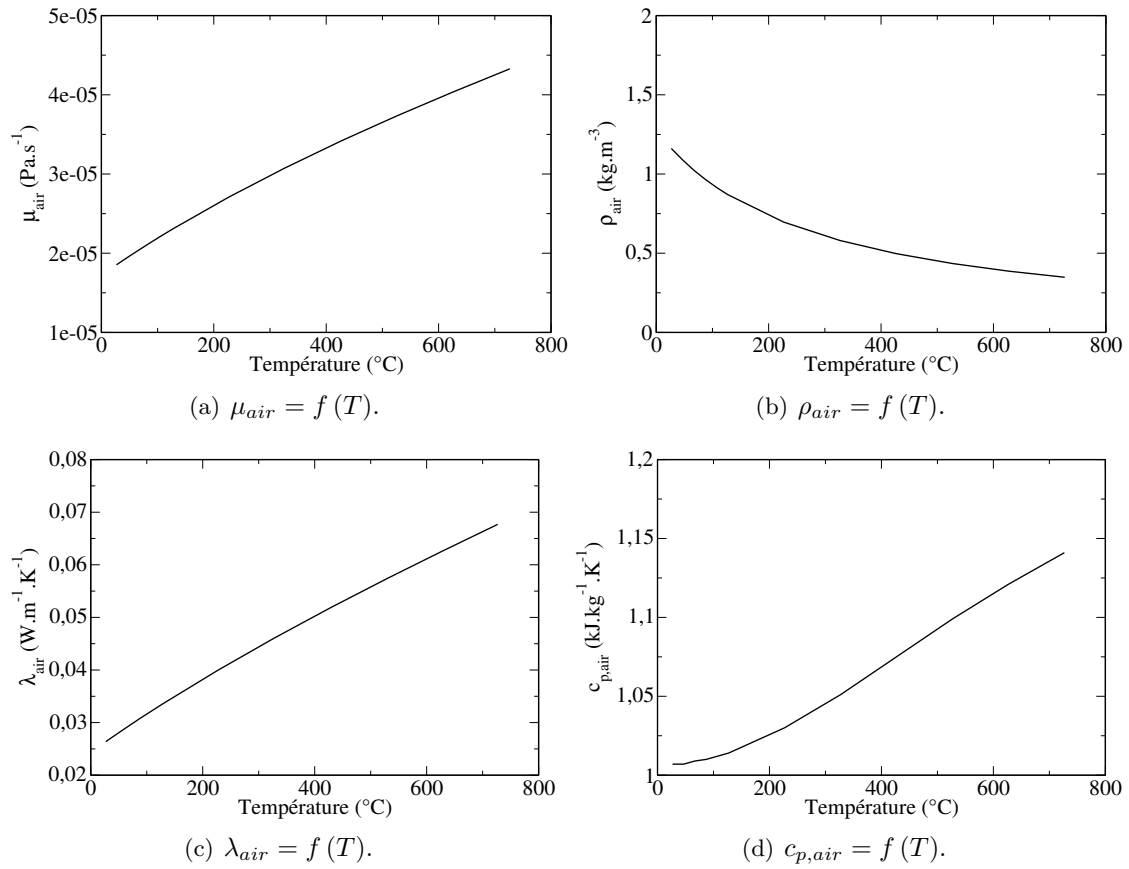


FIGURE F.2 – Évolution des propriétés physiques de l'air avec la température à P = 1 atm : Extraite de Lemmon et coll. [107, 109, 108].

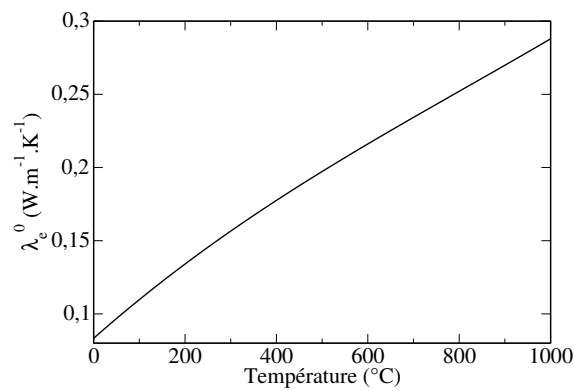


FIGURE F.3 – Conductivité thermique d'un agrégat de carbure de silium et d'air en fonction de la température.

Sur les propriétés de fluidisation

La température a un effet sur la vitesse minimale de la poudre. La Figure F.4 trace l'évolution de la vitesse minimale de fluidisation en fonction de la température à pression atmosphérique pour des particules de carbure de silicium de $64\text{ }\mu\text{m}$ fluidisées par de l'air. La vitesse minimale de fluidisation est déterminée à partir de la relation de Thonglimp (1.3) [181].

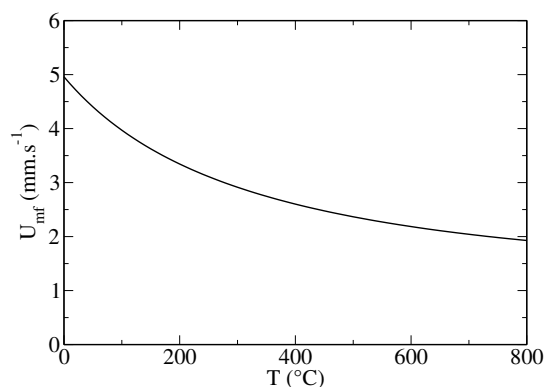


FIGURE F.4 – Effet de la température sur la vitesse minimale de fluidisation pour des particules de carbure de silicium de $64\text{ }\mu\text{m}$ fluidisées par de l'air.

U_{mf} est divisée par 2 entre 0 et 500 °C. C'est une forte diminution relative, mais cette diminution ne représente que $2,5\text{ mm.s}^{-1}$ car la vitesse minimale de fluidisation à température ambiante est déjà faible.

Annexe G

Modèle de Flamant [69] de transfert thermique suspension-paroi

Afin d'inclure dans ce modèle l'échange couplé par conduction et rayonnement entre l'émulsion et la paroi, les hypothèses suivantes sont utilisées :

- la paroi est soumise à une densité de flux de chaleur constante Φ ,
- la propagation de la chaleur dans l'agrégat s'effectue selon un processus unidirectionnel dans un milieu semi-infini,
- l'agrégat est assimilé à un milieu gris, semi-transparent (le flux radiatif pénètre le volume de l'agrégat) caractérisé par une émissivité e_e et un coefficient d'extinction K_e .

Le calcul des propriétés thermoradiatives de l'agrégat est présenté en Annexe F de ce manuscrit. Dans ces conditions, l'équation de conservation de l'énergie pour le transfert thermique couplé conduction-rayonnement s'écrit (Équation (G.1)) :

$$\rho_e \cdot c_{p,e} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial \left(\lambda_e \cdot \frac{\partial T}{\partial x} - q_r(x) \right)}{\partial x} \quad (\text{G.1})$$

où T désigne la température de l'agrégat et $q_r(x)$ est la densité de flux de rayonnement à une distance x de la paroi. Les propriétés physiques de l'agrégat, conductivité thermique λ_e , masse volumique ρ_e et chaleur spécifique $c_{p,e}$ sont évaluées en fonction des propriétés du lit au minimum de fluidisation en Annexe de ce manuscrit.

L'agrégat est assimilé à un milieu semi-infini. Son épaisseur optique est supposée grande devant l'unité. Cette hypothèse permet de simplifier l'expression du flux radiatif par l'approximation de Rosseland (Équation (G.2)), où le flux radiatif apparaît dans le terme de diffusion de l'équation de conservation d'énergie (Équation (G.1)) :

$$q_r(x) = \frac{-16 \cdot \sigma \cdot T^3}{3 \cdot K_e} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{G.2})$$

L'équation (G.1) est résolue en utilisant les conditions aux limites suivantes :

- $t = 0, T(x, 0) = T_{lit}$ quelque soit x ,
- $x \rightarrow \infty : T(\infty, t) = T_{lit}$ quelque soit t ,
- le bilan de continuité à l'interface paroi-film gazeux ($x = 0$) s'écrit :

$$\Phi = \frac{\delta_g}{\lambda_g} \cdot (T_{paroi} - T_s) + \frac{\sigma \cdot (T_{paroi}^4 - T_s^4)}{\frac{1}{e_e} + \frac{1}{e_{paroi}} - 1} \quad (\text{G.3})$$

où T_s est la température à la surface de l'agrégat ($x = \delta_g$),

- le bilan de continuité à l'interface film gazeux-agrégat s'exprime par :

$$\frac{\delta_g}{\lambda_g} \cdot (T_{paroi} - T_s) + \frac{\sigma \cdot (T_{paroi}^4 - T_s^4)}{\frac{1}{e_e} + \frac{1}{e_{paroi}} - 1} = - \left(\lambda_e + \frac{16 \cdot \sigma \cdot T_s^3}{3 \cdot K_e} \right) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=\delta_g} \quad (\text{G.4})$$

La résolution de l'équation (G.4) permet de déterminer à chaque instant t , le profil de température dans l'agrégat, ainsi que la température de la paroi T_{paroi} .

Le coefficient de transfert entre la phase émulsion et la paroi est déterminé à partir de l'équation (G.5).

$$h_{ew} = \frac{1}{t_c} \cdot \int_0^{t_s} \frac{\Phi}{T_{paroi} - T_{lit}} dt \quad (G.5)$$

où t_c représente le temps de séjour de l'agrégat à la paroi. Différentes corrélations permettent d'estimer t_c en fonction des conditions opératoires. Ces corrélations sont présentées dans la suite de ce Chapitre.

Lors des expériences de détermination du transfert thermique réalisées dans ce manuscrit, la température de paroi est directement mesurée. La seule inconnue de l'équation est le temps de séjour t_c .

Annexe H

Simulation 1D par la méthode prédictive-corrective SIMPLE

Étape de prédiction des vitesses (incréments)

L'étape de prédiction des vitesses au temps $n+1/2$ s'appuie sur la discrétisation des équations de conservation de quantité de mouvement sur chaque phase à chaque noeud de vitesse d'indice $i+1/2$. Les équations sont transformées de façon à ce que les inconnues du système à résoudre soient les incréments de vitesses gaz et solide, respectivement $\delta u_{g,i+1/2}^{n+1/2}$ et $\delta u_{p,i+1/2}^{n+1/2}$. La prédiction des incréments de vitesses gaz et solide nécessite alors la résolution de NCEL+1 systèmes matriciels, formés par les équations de conservation de quantité de mouvement gaz et solide, couplées à chaque noeud de «vitesse». NCEL étant le nombre de noeuds de «scalaire». Ce système peut être résolu par les méthodes itératives de Jacobi ou Gauss-Seidel. Dans l'hypothèse où la matrice à inverser est à diagonale dominante, l'existence d'une solution au système est assurée.

Discrétisation : équation de conservation de quantité de mouvement du gaz

Les équations qui suivent sont écrites sous forme non-conservative. Elles sont écrites aux noeuds du maillage «vitesse». Pour la discrétisation, un schéma de type Upwind totalement implicite est utilisé pour la convection.

L'équation de conservation de quantité de mouvement pour la phase gaz, discrétisée au noeud d'indice $i+1/2$, s'écrit de la façon suivante.

Si $u_{g,i+1/2}^n \geq 0$:

$$\begin{aligned} (\rho_g \alpha_g)_{i+1/2}^n \frac{u_{g,i+1/2}^{n+1} - u_{g,i+1/2}^n}{\Delta t} + (\rho_g \alpha_g)_{i+1/2}^n \left| u_{g,i+1/2}^n \right| \frac{u_{g,i+1/2}^{n+1} - u_{g,i-1/2}^{n+1}}{\Delta x} \\ = -\alpha_{g,i+1/2}^n \frac{P_{i+1}^n - P_i^n}{\Delta x} - (\alpha_g \rho_g)_{i+1/2}^n \cdot g - I_{g/p}^{n+1/2} \quad (\text{H.1}) \end{aligned}$$

Si $u_{g,i+1/2}^n \leq 0$, l'indice $i-1/2$ est remplacé par l'indice $i+3/2$.

En écrivant $u_{g,i+1/2}^{n+1} = u_{g,i+1/2}^n + \delta u_{g,i+1/2}^{n+1/2}$, $\delta u_{g,i+1/2}^{n+1/2}$ est l'incrément de vitesse du gaz au noeud d'indice $i+1/2$ et au pas de temps n . On utilise l'indice $n+1/2$ pour montrer que l'incrément

calculé par la résolution couplée des deux équations précédentes, n'est qu'une prédiction, puisque les valeurs de vitesses résultantes ne satisfont pas nécessairement les équations de conservation de masse sur chaque phase. Les valeurs prédites sont notées $u_{i+1/2}^*$ et $\delta u_{i+1/2}^*$.

Les équations précédentes sont réécrites en utilisant les incréments de vitesses $\delta u_{g,i+1/2}^{n+1/2} : u_{g,i+1/2}^{n+1} = u_{g,i+1/2}^n + \delta u_{g,i+1/2}^{n+1/2}$ et $u_{p,i+1/2}^{n+1} = u_{p,i+1/2}^n + \delta u_{p,i+1/2}^{n+1/2}$

La semi-implication du terme de traînée s'écrit : $I_{g/p}^{n+1} = I_{g/p}^n + \frac{\partial I_{g/p}}{\partial u_r} \delta u_r$.

Quand $\phi = |u_g - u_p| (u_g - u_p) = |u_r| (u_r)$, $\delta \phi = |u_r| \delta u_r + u_r |\delta u_r| \approx 2 |u_r| \delta u_r$.

Il en résulte l'équation de conservation de quantité de mouvement sur le gaz écrite au noeud d'indice $i + 1/2$, au pas de temps $n + 1/2$, avec implication du terme de traînée suivante :

Si $u_{g,i+1/2}^n \geq 0$

$$\begin{aligned}
& (\alpha_g \rho_g)_{i+1/2}^n \frac{\cancel{u_{g,i+1/2}^n} + \delta u_{g,i+1/2}^{n+1/2} - \cancel{u_{g,i+1/2}^n}}{\Delta t} \\
& + (\alpha_g \rho_g)_{i+1/2}^n |u_{g,i+1/2}^n| \frac{u_{g,i+1/2}^n + \delta u_{g,i+1/2}^{n+1/2} - u_{g,i-1/2}^n - \delta u_{g,i-1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} \\
& + \underbrace{\frac{3}{2} \frac{(\alpha_p \rho_g C_d)_{i+1/2}^n}{d_p} |u_g - u_p|_{i+1/2}^n \left(\delta u_{g,i+1/2}^{n+1/2} - \delta u_{p,i+1/2}^{n+1/2} \right)}_{\text{Terme de traînée implicitité ou semi-implicité}} \\
& = -\alpha_{g,i+1/2}^n \frac{P_{g,i+1}^n - P_{g,i}^n}{\Delta x} - (\alpha_g \rho_g)_{i+1/2}^n \cdot g \\
& - \underbrace{\frac{3}{4} \frac{(\alpha_p \rho_g C_d)_{i+1/2}^n}{d_p} |u_g - u_p|_{i+1/2}^n \left(u_{g,i+1/2}^n - u_{p,i+1/2}^n \right)}_{\text{Terme de traînée explicite}} \quad (\text{H.2})
\end{aligned}$$

On réécrit l'équation précédente en regroupant les termes sources.

$$\begin{aligned}
& \rho_{g,i+1/2}^n \frac{\delta u_{g,i+1/2}^{n+1/2}}{\Delta t} + \rho_{g,i+1/2}^n |u_{g,i+1/2}^n| \frac{\delta u_{g,i+1/2}^{n+1/2} - \delta u_{g,i-1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} \\
& + \underbrace{\frac{3}{2} \frac{(\alpha_p \rho_g C_d)_{i+1/2}^n}{\alpha_{g,i+1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{i+1/2}^n \left(\delta u_{g,i+1/2}^{n+1/2} - \delta u_{p,i+1/2}^{n+1/2} \right)}_{\text{Terme de traînée implicitité ou semi-implicité}} \\
& = -\frac{P_{g,i+1}^n - P_{g,i}^n}{\Delta x} - \rho_{g,i+1/2}^n \cdot g \\
& - \underbrace{\rho_{g,i+1/2}^n |u_{g,i+1/2}^n| \frac{u_{g,i+1/2}^n - u_{g,i-1/2}^n}{\Delta x}}_{\text{Part explicite du terme convectif}} \\
& - \underbrace{\frac{3}{4} \frac{(\alpha_p \rho_g C_d)_{i+1/2}^n}{\alpha_{g,i+1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{i+1/2}^n \left(u_{g,i+1/2}^n - u_{p,i+1/2}^n \right)}_{\text{Terme de traînée explicite}} \quad (\text{H.3})
\end{aligned}$$

On peut dès à présent écrire les coefficients de la matrice de prédiction des vitesses gaz et solide pour l'ensemble des noeuds hormis les noeuds de bords d'indice $1/2$ et $NCEL + 1/2$.

L'écriture du système à résoudre veut que les termes $\mathbb{X}AG$, \mathbb{DCG} , $\mathbb{X}AP$ et \mathbb{DCP} soient des coefficients positifs (Equation (H.37)).

$\forall i \in [1; NCEL-1]$:

Si $u_{g,i+1/2}^n > 0$ alors,

$$\mathbb{D}AG(i + 1/2) = \frac{\rho_{g,i+1/2}^n}{\Delta t} + \frac{\rho_{g,i+1/2}^n |u_{g,i+1/2}^n|}{\Delta x} + \frac{3}{2} \frac{(\alpha_p \rho_g C_d)_{i+1/2}^n}{\alpha_{g,i+1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{i+1/2}^n \quad (\text{H.4})$$

$$\mathbb{X}AG1(i + 1/2) = \frac{\rho_{g,i+1/2}^n |u_{g,i+1/2}^n|}{\Delta x} \quad (\text{H.5})$$

$$\mathbb{X}AG2(i + 1/2) = 0 \quad (\text{H.6})$$

$$\mathbb{DCG}(i + 1/2) = \frac{3}{2} \frac{(\alpha_p \rho_p C_d)_{i+1/2}^n}{\alpha_{g,i+1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{i+1/2}^n \quad (\text{H.7})$$

$$\begin{aligned} \mathbb{B}G(i + 1/2) = & -\frac{P_{g,i+1}^n - P_{g,i}^n}{\Delta x} - \rho_{g,i+1/2}^n \cdot g - \rho_{g,i+1/2}^n |u_{g,i+1/2}^n| \frac{u_{g,i+1/2}^n - u_{g,i-1/2}^n}{\Delta x} \\ & - \frac{3}{4} \frac{(\alpha_p \rho_g C_d)_{i+1/2}^n}{\alpha_{g,i+1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{i+1/2}^n (u_{g,i+1/2}^n - u_{p,i+1/2}^n) \end{aligned} \quad (\text{H.8})$$

Si $u_{g,i+1/2}^n < 0$ alors,

$$\mathbb{D}AG(i + 1/2) = \frac{\rho_{g,i+1/2}^n}{\Delta t} + \frac{\rho_{g,i+1/2}^n |u_{g,i+1/2}^n|}{\Delta x} + \frac{3}{2} \frac{(\alpha_p \rho_g C_d)_{i+1/2}^n}{\alpha_{g,i+1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{i+1/2}^n \quad (\text{H.9})$$

$$\mathbb{X}AG1(i + 1/2) = 0 \quad (\text{H.10})$$

$$\mathbb{X}AG2(i + 1/2) = \frac{\rho_{g,i+1/2}^n |u_{g,i+1/2}^n|}{\Delta x} \quad (\text{H.11})$$

$$\mathbb{DCG}(i + 1/2) = \frac{3}{2} \frac{(\alpha_p \rho_p C_d)_{i+1/2}^n}{\alpha_{g,i+1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{i+1/2}^n \quad (\text{H.12})$$

$$\begin{aligned} \mathbb{B}G(i + 1/2) = & -\frac{P_{g,i+1}^n - P_{g,i}^n}{\Delta x} - \rho_{g,i+1/2}^n \cdot g - \rho_{g,i+1/2}^n |u_{g,i+1/2}^n| \frac{u_{g,i+1/2}^n - u_{g,i+3/2}^n}{\Delta x} \\ & - \frac{3}{4} \frac{(\alpha_p \rho_g C_d)_{i+1/2}^n}{\alpha_{g,i+1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{i+1/2}^n (u_{g,i+1/2}^n - u_{p,i+1/2}^n) \end{aligned} \quad (\text{H.13})$$

Conditions aux frontières : équation de conservation de quantité de mouvement du gaz

A la borne inférieure du domaine (indice $1/2$), ainsi qu'à la borne supérieure du domaine (indice $NCEL + 1/2$), l'écriture de l'équation de conservation de quantité de mouvement est légèrement modifiée. Les points suivants détaillent le cas de la borne inférieure. L'indice bi est utilisé pour représenter les valeurs à la borne inférieure.

La Figure 6.2 (Chapitre 6) montre que les points $u_{g,-1/2} = u_{g,bi}$ et $u_{g,1/2}$ sont très proches. Ces deux points étant très proches, par continuité, ils doivent avoir la même valeur. Pour forcer cette quasi-égalité, un pas d'espace Δx très petit est considéré ($\Delta x/10^9$).

$u_{g,-1/2}^{n+1/2} = u_{g,bi}^{n+1/2}$ est la vitesse du gaz imposée à l'entrée du système, au noeud fictif d'indice $-1/2$ que l'on peut identifier sur le schéma de la Figure 6.2. Afin de pouvoir modifier les conditions aux limites imposées sans avoir à modifier les coefficients de la matrice à résoudre, les valeurs de $u_{g,-1/2}$, $u_{p,-1/2}$, et de tous les scalaires au point d'indice 0 (respectivement $u_{g,NCEL+3/2}$, $u_{p,NCEL+3/2}$, et de tous les scalaires au point d'indice $NCEL + 1$) exprimés dans les coefficients de la matrice à résoudre seront imposés par appel au sous-programme des conditions aux limites et de la façon suivante :

$$u_{g,-1/2}^{n+1/2} = A_{u_g,bi}^n + B_{u_g,bi}^n \cdot u_{g,1/2}^{n+1/2}, \quad (\text{H.14})$$

où $A_{u_g,bi}^n$ est le coefficient permettant d'imposer une condition aux limites de type Dirichlet, et où $B_{u_g,bi}^n$ permet d'imposer une condition de flux nul. Pour une condition de type Dirichlet par exemple, $A_{u_g,bi}^n = u_{g,inlet}^{n+1/2}$, où $u_{g,inlet}^{n+1/2}$ est imposée par le sous-programme des conditions aux limites, et $B_{u_g,bi}^n = 0$. Ce sont les coefficients $A_{u_g,bi}^n$ et $B_{u_g,bi}^n$ qui seront fournis à chaque boucle des étapes de prédiction correction. L'utilisation de l'exposant n montre que les conditions aux bornes peuvent être modifiée au cours du calcul.

En tenant compte de l'écriture de la condition au bord avec les coefficients $A_{u_g,bi}^n$ et $B_{u_g,bi}^n$ il vient :

$$\begin{aligned} \frac{u_{g,1/2}^{n+1/2} - u_{g,-1/2}^{n+1/2}}{\Delta x/10^9} &= \frac{u_{g,1/2}^{n+1/2} - (A_{u_g,bi}^n + B_{u_g,bi}^n \cdot u_{g,1/2}^{n+1/2})}{\Delta x/10^9} \\ &= \frac{(1 - B_{u_g,bi}^n) \cdot u_{g,1/2}^{n+1/2} - A_{u_g,bi}^n}{\Delta x/10^9} \\ &= \frac{(1 - B_{u_g,bi}^n) \cdot (u_{g,1/2}^n + \delta u_{g,1/2}^{n+1/2}) - A_{u_g,bi}^n}{\Delta x/10^9} \\ &= \frac{(1 - B_{u_g,bi}^n) \cdot u_{g,1/2}^n - A_{u_g,bi}^n}{\Delta x/10^9} + \frac{(1 - B_{u_g,bi}^n) \cdot \delta u_{g,1/2}^{n+1/2}}{\Delta x/10^9} \end{aligned} \quad (\text{H.15})$$

Le premier terme est à écrire dans le terme source et le second terme est un terme implicite de la matrice à déterminer. Le même raisonnement doit être fait au noeud de sortie du système lorsque $u_{g,NCEL+1/2}^n < 0$.

Pour ce qui est des variables scalaires, comme la première maille est une demi-maille, les valeurs des scalaires au point d'indice 0 sont déplacées vers le point d'indice 1/2, qui est un point du maillage «vitesse». Pour la mise en place des conditions aux frontières, la méthode est la même que pour les vitesses, autrement, pour la pression, l'écriture est la suivante :

$$P_{g,bi}^n = A_{P_g,bi}^n + B_{P_g,bi}^n \cdot P_{g,bi}^n \quad (\text{H.16})$$

Ici, le Δx est lui aussi modifié et vaut $\frac{\Delta x}{2}$, puisque la dérivée de P_g au noeud d'indice 1/2 s'écrit sur la demi-maille :

$$\left(\frac{\partial P_g}{\partial x}\right)_{1/2}^n = \frac{P_{g,1}^n - P_{g,bi}^n}{(\Delta x)/2} = \frac{(1 - B_{P_g,bi}^n) \cdot P_{g,1}^n - A_{P_g,bi}^n}{\Delta x/2} \quad (\text{H.17})$$

Finalement, l'équation de conservation de quantité de mouvement pour la phase gaz au noeud d'indice 1/2 et avec $u_{g,1/2}^n > 0$ s'écrit de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \rho_{g,1/2}^n \frac{\delta u_{g,1/2}^{n+1/2}}{\Delta t} + \rho_{g,1/2}^n |u_{g,1/2}^n| \frac{(1 - B_{u_g,bi}^n) \cdot \delta u_{g,1/2}^{n+1/2}}{\Delta x/10^9} \\ + \frac{3}{2} \frac{(\alpha_p \rho_g C_d)_{1/2}^n}{\alpha_{g,1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{1/2}^n (\delta u_{g,1/2}^{n+1/2} - \delta u_{p,1/2}^{n+1/2}) \\ = - \frac{(1 - B_{P_g,bi}^n) \cdot P_{g,1}^n - A_{P_g,bi}^n}{\Delta x/2} - \rho_{g,1/2}^n \cdot g \\ - \rho_{g,1/2}^n |u_{g,1/2}^n| \frac{(1 - B_{u_g,bi}^n) \cdot u_{g,1/2}^n - A_{u_g,bi}^n}{\Delta x/10^9} \\ - \frac{3}{4} \frac{(\alpha_p \rho_g C_d)_{1/2}^n}{\alpha_{g,1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{1/2}^n (u_{g,1/2}^n - u_{p,1/2}^n) \quad (\text{H.18}) \end{aligned}$$

Dans le cas où $u_{g,1/2}^n < 0$, l'équation de conservation de quantité de mouvement sur la phase gaz au noeud d'indice 1/2 devient :

$$\begin{aligned} \rho_{g,1/2}^n \frac{\delta u_{g,1/2}^{n+1/2}}{\Delta t} + \rho_{g,1/2}^n |u_{g,1/2}^n| \frac{\delta u_{g,1/2}^{n+1/2} - \delta u_{g,3/2}^{n+1/2}}{\Delta x} \\ + \frac{3}{2} \frac{(\alpha_p \rho_g C_d)_{1/2}^n}{\alpha_{g,1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{1/2}^n (\delta u_{g,1/2}^{n+1/2} - \delta u_{p,1/2}^{n+1/2}) \\ = - \frac{(1 - B_{P_g,bi}^n) \cdot P_{g,1}^n - A_{P_g,bi}^n}{\Delta x/2} - \rho_{g,1/2}^n \cdot g \\ - \rho_{g,1/2}^n |u_{g,1/2}^n| \frac{u_{g,1/2}^n - u_{g,3/2}^n}{\Delta x} \\ - \frac{3}{4} \frac{(\alpha_p \rho_g C_d)_{1/2}^n}{\alpha_{g,1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{1/2}^n (u_{g,1/2}^n - u_{p,1/2}^n) \quad (\text{H.19}) \end{aligned}$$

On peut alors renseigner les coefficients de la matrice à résoudre pour le premier noeud de vitesse.

Si $u_{g,1/2}^n > 0$ alors,

$$\mathbb{D}AG(1/2) = \frac{\rho_{g,1/2}^n}{\Delta t} + \frac{\rho_{g,1/2}^n |u_{g,1/2}^n| (1 - B_{u_g,bi}^n)}{\Delta x / 10^9} + \frac{3 (\alpha_p \rho_p C_d)_{1/2}^n}{2 \alpha_{g,1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{1/2}^n \quad (\text{H.20})$$

$$\mathbb{X}AG2(1/2) = 0 \quad (\text{H.21})$$

$$\mathbb{D}CG(1/2) = \frac{3 (\alpha_p \rho_p C_d)_{1/2}^n}{2 \alpha_{g,1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{1/2}^n \quad (\text{H.22})$$

$$\begin{aligned} \mathbb{B}G(1/2) = & - \frac{(1 - B_{P_g,bi}^n) \cdot P_{g,1}^n - A_{P_g,bi}^n}{\Delta x / 2} - \rho_{g,1/2}^n \cdot g \\ & - \rho_{g,1/2}^n |u_{g,1/2}^n| \frac{(1 - B_{u_g,bi}^n) \cdot u_{g,1/2}^n - A_{u_g,bi}^n}{\Delta x / 10^9} \\ & - \frac{3 (\alpha_p \rho_g C_d)_{1/2}^n}{4 \alpha_{g,1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{1/2}^n (u_{g,1/2}^n - u_{p,1/2}^n) \end{aligned} \quad (\text{H.23})$$

Si $u_{g,1/2}^n < 0$ alors,

$$\mathbb{D}AG(1/2) = \frac{\rho_{g,1/2}^n}{\Delta t} + \frac{\rho_{g,1/2}^n |u_{g,1/2}^n|}{\Delta x} + \frac{3 (\alpha_p \rho_p C_d)_{1/2}^n}{2 \alpha_{g,1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{1/2}^n \quad (\text{H.24})$$

$$\mathbb{X}AG2(1/2) = \frac{\rho_{g,1/2}^n |u_{g,1/2}^n|}{\Delta x} \quad (\text{H.25})$$

$$\mathbb{D}CG(1/2) = \frac{3 (\alpha_p \rho_p C_d)_{1/2}^n}{2 \alpha_{g,1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{1/2}^n \quad (\text{H.26})$$

$$\begin{aligned} \mathbb{B}G(1/2) = & - \frac{(1 - B_{P_g,bi}^n) \cdot P_{g,1}^n - A_{P_g,bi}^n}{\Delta x / 2} - \rho_{g,1/2}^n \cdot g \\ & - \rho_{g,1/2}^n |u_{g,1/2}^n| \frac{u_{g,1/2}^n - u_{g,3/2}^n}{\Delta x} \\ & - \frac{3 (\alpha_p \rho_g C_d)_{1/2}^n}{4 \alpha_{g,1/2}^n d_p} |u_g - u_p|_{1/2}^n (u_{g,1/2}^n - u_{p,1/2}^n) \end{aligned} \quad (\text{H.27})$$

La méthode est la même pour la borne supérieure du domaine au noeud de vitesse d'indice $NCEL + 1/2$.

Discretisation : équation de conservation de quantité de mouvement du solide

Les mêmes opérations sont effectuées pour l'équation de conservation de la quantité de mouvement sur la phase solide. Cependant, pour cette phase, on ajoute un terme de pression granulaire P_p . L'équation est écrite sur le maillage «vitesse», en utilisant un schéma de type «Upwind» implicite pour le terme convectif. Le terme de pression granulaire sera semi-implicite lors de l'étape de correction des vitesses dans l'équation de conservation de masse sur chaque phase afin de prévenir le fort couplage entre les interactions particules-particules et le taux de présence solide, notamment lorsque ce dernier devient proche de la compacité maximale.

Pour la phase solide, la discrétisation de l'équation de conservation de quantité de mouvement au noeud d'indice $i + 1/2$ donne l'expression suivante (ajout du terme fictif de pression granulaire).

Si $u_{p,i+1/2}^n \geq 0$:

$$\begin{aligned} \rho_p \frac{u_{p,i+1/2}^{n+1} - u_{p,i+1/2}^n}{\Delta t} + \rho_p \left| u_{p,i+1/2}^n \right| \frac{u_{p,i+1/2}^{n+1} - u_{p,i-1/2}^{n+1}}{\Delta x} \\ = -\rho_p \frac{P_{i+1}^n - P_i^n}{\Delta x} - \rho_p \cdot g + \frac{1}{\alpha_{p,i+1/2}^n} \cdot I_{g/p}^{n+1/2} - \frac{1}{\alpha_{p,i+1/2}^n} \cdot \frac{\partial P_p}{\partial x} \end{aligned} \quad (\text{H.28})$$

Si $u_{p,i+1/2}^n \leq 0$, l'indice $i - 1/2$ est remplacé par l'indice $i + 3/2$.

Il peut être noté que le terme de frottements entre la paroi et le solide a été négligé par rapport au terme de traînée.

L'écriture du terme de pression granulaire est détaillée par l'équation (H.29). La pression granulaire est définie aux noeuds de «pression», car c'est une fonction du taux de présence, lui-même défini aux noeuds de «pression». Cette pression granulaire doit être calculée aux noeuds de «vitesse», soit par une moyenne harmonique, soit par une moyenne arithmétique, soit par la méthode Upwind. Il en est de même pour le taux de présence solide.

La différenciation du terme de pression granulaire peut prendre deux formes. La première est celle donnée par l'équation (H.29).

$$\frac{\partial P_p}{\partial x} = \left(\frac{\partial P_p}{\partial \alpha_p} \right)_{i+1/2}^n \left(\frac{\partial \alpha_p}{\partial x} \right)_{i+1/2}^n = \left(\frac{\partial P_p}{\partial \alpha_p} \right)_{i+1/2}^n \left(\frac{\alpha_{p,i+1}^n - \alpha_{p,i}^n}{\Delta x} \right) \quad (\text{H.29})$$

La seconde forme est celle donnée par l'équation (H.30).

$$\frac{\partial P_p}{\partial x} = \frac{P_{p,i+1}^n - P_{p,i}^n}{\Delta x} \quad (\text{H.30})$$

Le terme de gradient de pression granulaire est écrit sous la forme (H.29), de manière à être consistant avec la forme linéarisée qui intervient dans l'équation de conservation de la masse. Mais l'expression (H.29) est non-conservative et peut induire des solutions dépendantes du maillage.

L'expression de la dérivée de la pression granulaire par rapport à la fraction volumique de solide est donnée par l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial P_p}{\partial \alpha_p} \right)_{i+1/2}^n &= 4 \cdot (1 + e_c) \cdot \rho_p \cdot \alpha_p \cdot \left(1 - \frac{\alpha_p}{\alpha_{p,max}} \right)^{-2,5 \cdot \alpha_{p,max}} \cdot \Theta_p \\ &\quad \cdot \left[1 + \frac{5}{4} \cdot \alpha_p \cdot \left(1 - \frac{\alpha_p}{\alpha_{p,max}} \right)^{-1} \right] \end{aligned} \quad (\text{H.31})$$

Conditions aux frontières : équation de conservation de quantité de mouvement du solide

Pour l'écriture aux bornes de l'équation de conservation de quantité de mouvement de la phase solide, la méthode est la même que pour la phase gaz.

L'écriture du terme de pression granulaire est cependant détaillé car ce terme n'intervient qu'au sein de l'équation de conservation de quantité de mouvement du solide. Aux noeuds de bord, en écrivant $\alpha_{p,bi}^n = A_{\alpha_p,bi}^n + B_{\alpha_p,bi}^n \cdot \alpha_{p,1}^n$ et $\alpha_{p,bs}^n = A_{\alpha_p,bs}^n + B_{\alpha_p,bs}^n \cdot \alpha_{p,NCEL}^n$, le terme source de pression granulaire de l'équation de conservation de quantité de mouvement sur la phase solide s'écrit :

«au noeud d'indice 1/2»

$$\left(\frac{\partial P_p}{\partial x}\right)_{1/2}^n = \left(\frac{\partial P_p}{\partial \alpha_p}\right)_{1/2}^n \cdot \left(\frac{\partial \alpha_p}{\partial x}\right)_{1/2}^n \quad (\text{H.32})$$

Avec,

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \alpha_p}{\partial x}\right)_{1/2}^n &= \frac{\alpha_{p,1}^n - \alpha_{p,bi}^n}{\Delta x/2} \\ &= \frac{\alpha_{p,1}^n - A_{\alpha_p,bi}^n + B_{\alpha_p,bi}^n \cdot \alpha_{p,1}^n}{\Delta x/2} \\ &= \frac{(1 - B_{\alpha_p,bi}^n) \cdot \alpha_{p,1}^n - A_{\alpha_p,bi}^n}{\Delta x/2} \end{aligned} \quad (\text{H.33})$$

«au noeud d'indice NCEL+1/2»

$$\left(\frac{\partial P_p}{\partial x}\right)_{NCEL+1/2}^n = \left(\frac{\partial P_p}{\partial \alpha_p}\right)_{NCEL+1/2}^n \cdot \left(\frac{\partial \alpha_p}{\partial x}\right)_{NCEL+1/2}^n \quad (\text{H.34})$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \alpha_p}{\partial x}\right)_{NCEL+1/2}^n &= \frac{\alpha_{p,bs}^n - \alpha_{p,NCEL}^n}{\Delta x/2} \\ &= \frac{A_{\alpha_p,bs}^n + B_{\alpha_p,bs}^n \cdot \alpha_{p,NCEL}^n - \alpha_{p,NCEL}^n}{\Delta x/2} \\ &= \frac{(B_{\alpha_p,bs}^n - 1) \cdot \alpha_{p,NCEL}^n + A_{\alpha_p,bs}^n}{\Delta x/2} \end{aligned} \quad (\text{H.35})$$

Dans le cas où la forme retenue de l'expression du gradient de pression granulaire est celle de l'équation (H.30), la technique d'écriture des conditions aux bornes pour le terme de pression granulaire est similaire à celle appliquée pour la pression du gaz présentée lors de la discrétisation de l'équation de conservation de quantité de mouvement du gaz.

Une fois les équations discrétisées, ces dernières doivent être résolues par une méthode numérique présentée ici.

Détermination des incréments de vitesses gaz et solide

La détermination des incréments de vitesses gaz et solide se fait par noeuds. Les équations de conservation de quantité de mouvement gaz et solide forment un système de deux équations à

chaque noeud de vitesse. Toutes les variables sont fixées, et les inconnues sont les estimations d'incrément de vitesses sur chaque phase : $\delta u_{g,i+1/2}^{n+1/2}$ et $\delta u_{p,i+1/2}^{n+1/2}$.

Le système à résoudre peut se mettre sous la forme matricielle suivante :

$$\mathbb{A} \cdot x = b \tag{H.36}$$

Avec,

$$\mathbb{A} = \left(\begin{array}{c|c} \mathbb{A}1 & \mathbb{A}2 \\ \hline \mathbb{A}3 & \mathbb{A}4 \end{array} \right)$$

$$\begin{array}{c}
\begin{array}{cccccccc}
\mathbb{D}AG_1 & -\mathbb{X}AG_2^1 & & & & & & \\
-\mathbb{X}AG_1^2 & \mathbb{D}AG_2 & -\mathbb{X}AG_2^2 & & & & & \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & & & \\
\cdot & \cdot & -\mathbb{X}AG_1^i & \mathbb{D}AG_i & -\mathbb{X}AG_2^i & & & \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & & & \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & -\mathbb{X}AG_1^{NCELP_1-1} & \mathbb{D}AG_1^{NCELP_1-1} & -\mathbb{X}AG_2^{NCELP_1-1} & \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & -\mathbb{X}AG_1^{NCELP_1} & \mathbb{D}AG_1^{NCELP_1} &
\end{array} \\
\mathbb{A}1 =
\end{array}$$

$$\begin{array}{c}
\begin{array}{cccccccc}
-\mathbb{D}CG_1 & & & & & & & \\
\cdot & -\mathbb{D}CG_2 & & & & & & \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & & & \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & & & \\
\cdot & \cdot & -\mathbb{D}CG_i & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & -\mathbb{D}CG_1^{NCELP_1-1} & & \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & -\mathbb{D}CG_1^{NCELP_1} &
\end{array} \\
\mathbb{A}2 =
\end{array}$$

$$\begin{array}{c}
\begin{array}{cccccccc}
-\mathbb{D}CP_1 & & & & & & & \\
\cdot & -\mathbb{D}CP_2 & & & & & & \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & & & \\
\cdot & \cdot & \cdot & -\mathbb{D}CP_i & \cdot & \cdot & \cdot & \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & -\mathbb{D}CP_1^{NCELP_1-1} & & \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & -\mathbb{D}CP_1^{NCELP_1} &
\end{array} \\
\mathbb{A}3 =
\end{array}$$

$$\begin{array}{c}
\begin{array}{cccccccc}
\mathbb{D}AP_1 & -\mathbb{X}AP_2^1 & & & & & & \\
-\mathbb{X}AP_1^2 & \mathbb{D}AP_2 & -\mathbb{X}AP_2^2 & & & & & \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & & & \\
\cdot & \cdot & -\mathbb{X}AP_1^i & \mathbb{D}AP_i & -\mathbb{X}AP_2^i & & & \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & & & \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & -\mathbb{X}AP_1^{NCELP_1-1} & \mathbb{D}AP_1^{NCELP_1-1} & -\mathbb{X}AP_2^{NCELP_1-1} & \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & & -\mathbb{X}AP_1^{NCELP_1} & \mathbb{D}AP_1^{NCELP_1} &
\end{array} \\
\mathbb{A}4 =
\end{array}$$

et,

$$x = \begin{pmatrix} (\delta u_g)_1 \\ (\delta u_g)_2 \\ \vdots \\ (\delta u_g)_i \\ \vdots \\ (\delta u_g)_{NCELP1-1} \\ (\delta u_g)_{NCELP1} \\ (\delta u_p)_1 \\ (\delta u_p)_2 \\ \vdots \\ (\delta u_p)_i \\ \vdots \\ (\delta u_p)_{NCELP1-1} \\ (\delta u_p)_{NCELP1} \end{pmatrix} \quad \text{et,} \quad b = \begin{pmatrix} (b_g)_1 \\ (b_g)_2 \\ \vdots \\ (b_g)_i \\ \vdots \\ (b_g)_{NCELP1-1} \\ (b_g)_{NCELP1} \\ (b_p)_1 \\ (b_p)_2 \\ \vdots \\ (b_p)_i \\ \vdots \\ (b_p)_{NCELP1-1} \\ (b_p)_{NCELP1} \end{pmatrix}$$

Le système matriciel peut se mettre sous la forme :

$$\mathbb{A} = \mathbb{D}A - \mathbb{X}A \quad (\text{H.37})$$

où $\mathbb{D}A$ est la matrice composée des diagonales de chacun des quatres sous-blocs de la matrice \mathbb{A} et $\mathbb{X}A$ est la matrice composée uniquement par les termes extradiagonaux de \mathbb{A} . \mathbb{A} est à diagonales positives et $\mathbb{X}A$ est à coefficients positifs.

Ce dernier peut alors être résolu par la méthode itérative suivante :

$$(\mathbb{D}A - \mathbb{X}A) \cdot x = b \quad (\text{H.38})$$

$$\mathbb{D}A \cdot x = b + \mathbb{X}A \cdot x \quad (\text{H.39})$$

$$x = \mathbb{D}A^{-1} \cdot b + \mathbb{D}A^{-1} \cdot \mathbb{X}A \cdot x \quad (\text{H.40})$$

$$x^{k+1} = \mathbb{D}A^{-1} \cdot [b + \mathbb{X}A \cdot x^k] \quad (\text{H.41})$$

L'équation (H.41) peut être résolue par une méthode itérative du type «Bloc Jacobi». Le critère de convergence de la méthode est atteint lorsque :

$$\left| (\mathbb{D}A - \mathbb{X}A) \cdot x^k - b \right| \leq \varepsilon \cdot \mathbb{R}_N \quad (\text{H.42})$$

où \mathbb{R}_N est un résidu de normalisation.

Au noeud de vitesse d'indice $i+1/2$, le système s'écrit sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} \mathbb{D}AG_{i+1/2} & -\mathbb{D}CG_{i+1/2} \\ -\mathbb{D}CP_{i+1/2} & \mathbb{D}AP_{i+1/2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} (\delta u_g)_{i+1/2}^{k+1} \\ (\delta u_p)_{i+1/2}^{k+1} \end{pmatrix} \\ = \begin{pmatrix} (b_g)_{i+1/2} \\ (b_p)_{i+1/2} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbb{X}AG1_{i+1/2} \cdot (\delta u_g)_{i-1/2}^k + \mathbb{X}AG2_{i+1/2} \cdot (\delta u_g)_{i+3/2}^k \\ \mathbb{X}AP1_{i+1/2} \cdot (\delta u_p)_{i-1/2}^k + \mathbb{X}AP2_{i+1/2} \cdot (\delta u_p)_{i+3/2}^k \end{pmatrix} \quad (\text{H.43})$$

Pour la résolution de ces sous-systèmes, la méthode de Jacobi est utilisée. Elle est suffisante dans ce cas car les matrices sont à diagonales strictement dominantes. Les équations gaz et solide attribuées au même noeud de «vitesse» sont regroupées afin d'avoir une matrice $\mathbb{D}A$ à diagonale dominante. Les conditions à satisfaire pour la convergence du système sont :

$$\forall i \leq n, |\mathbb{D}A(i, i)| \geq \sum_{j=1, j \neq i}^n |\mathbb{D}A(i, j)| \quad (\text{H.44})$$

ou,

$$\forall j \leq n, |\mathbb{D}A(j, j)| \geq \sum_{i=1, i \neq j}^n |\mathbb{D}A(i, j)| \quad (\text{H.45})$$

L'inverse de la matrice \mathbb{A}' est donné par la relation suivante :

$$\mathbb{D}A^{-1} = \frac{1}{\mathbb{D}AG_{i+1/2}\mathbb{D}AP_{i+1/2} - \mathbb{D}CG_{i+1/2}\mathbb{D}CP_{i+1/2}} \begin{pmatrix} \mathbb{D}AP_{i+1/2} & \mathbb{D}CG_{i+1/2} \\ \mathbb{D}CP_{i+1/2} & \mathbb{D}AG_{i+1/2} \end{pmatrix} \quad (\text{H.46})$$

Le produit matriciel $\mathbb{D}A \cdot \mathbb{D}A^{-1}$ donne bien \mathbb{I} , la matrice identité.

La prédiction de l'incrément de vitesse est alors donnée par :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} (\delta u_g)_{i+1/2}^{k+1} \\ (\delta u_p)_{i+1/2}^{k+1} \end{pmatrix} &= \mathbb{D}A^{-1} \cdot \begin{pmatrix} (b_g)_{i+1/2}^k \\ (b_p)_{i+1/2}^k \end{pmatrix} \\ &+ \mathbb{D}A^{-1} \cdot \begin{pmatrix} \mathbb{X}AG1_{i+1/2} \cdot (\delta u_g)_{i-1/2}^k + \mathbb{X}AG2_{i+1/2} \cdot (\delta u_g)_{i+3/2}^k \\ \mathbb{X}AP1_{i+1/2} \cdot (\delta u_p)_{i-1/2}^k + \mathbb{X}AP2_{i+1/2} \cdot (\delta u_g)_{i+3/2}^k \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{H.47})$$

L'algorithme de la méthode est un algorithme classique, facilement consultable. La solution de chacun des n systèmes présentés donne la valeur de la prédiction de vitesse en chacun des noeuds de vitesse :

$$u_g^* = u_g^n + \delta u_g^* \quad (\text{H.48})$$

$$u_p^* = u_p^n + \delta u_p^* \quad (\text{H.49})$$

δu_g^* et δu_p^* sont les solutions convergées du système.

L'étape suivante est de correctement écrire chacun des éléments de ce système matriciel à résoudre à l'intérieur d'une procédure Fortran.

À cause de l'écriture non-conservative des équations de conservation de quantité de mouvement gaz et solide, les vitesses prédites ne respectent pas nécessairement l'équation de conservation de masse sur chaque phase. Ces prédictions doivent donc être corrigées. L'étape de correction des champs de vitesses gaz et solide se décompose en plusieurs sous-étapes. La première sous-étape est la prédiction symétrique du taux de présence pour chacune des phases gaz et solide. Les équations de conservation de masse sont résolues séparément. Les solutions ne respectent

donc pas nécessairement l'équation de conservation du volume à chaque noeud de «scalaire» I (Équation (H.50)) :

$$\left| \alpha_{g,I}^{(i)} + \alpha_{p,I}^{(i)} - 1 \right| < \varepsilon \quad (\text{H.50})$$

La seconde sous-étape consiste à agir sur la pression du gaz de façon à repousser les particules des cellules où le taux de présence du solide est trop important.

Au sein des tubes d'échange, le taux de présence des particules peut localement devenir proche de la compacité maximale. Lorsque le taux de présence des particules s'approche de la compacité maximale, le couplage entre les interactions particule-particule (pression granulaire) et le taux de présence solide devient important. Ce fort couplage rend nécessaire l'utilisation d'une étape de «prédiction-correction» des taux de présence de chaque phase, matérialisée par l'implication du terme de pression granulaire dans l'étape de correction des vitesses.

Étape de correction des vitesses de chaque phase.

L'étape de correction des vitesses est constituée par 3 sous-étapes : l'écriture de la vitesse corrigée, l'estimation des taux de présence gaz et solide, et la correction des taux de présence par action sur la pression du gaz.

Expression de u^{n+1} en fonction de u^* , P^{n+1} et α_p^{n+1}

La première étape de la correction des vitesses est de fournir une expression de la vitesse corrigée u^{n+1} en fonction de la vitesse prédite u^* , du taux de présence solide α_p^{n+1} , de la pression du gaz P^{n+1} . Cette expression est extraite de l'écriture de l'équation de conservation de quantité de mouvement «réduite» pour chaque phase. Les termes extradiagonaux sont supprimés, et le terme de pression granulaire (équation de conservation de quantité de mouvement «réduite»). Le système s'écrit à chaque noeud de «vitesse» de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} \mathbb{D}AG_{i+1/2} & -\mathbb{D}CG_{i+1/2} \\ -\mathbb{D}CP_{i+1/2} & \mathbb{D}AP_{i+1/2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \delta u_g - \delta u_g^* \\ \delta u_p - \delta u_p^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \delta b_g = & -\nabla \delta P_{i+1/2} \\ \delta b_p = & -\nabla \delta P_{i+1/2} - \delta \left(\frac{1}{\alpha_p} \frac{\partial P_p}{\partial \alpha_p} \nabla \alpha_p \right)_{i+1/2} \\ & = -\nabla \delta P_{i+1/2} - \left(\frac{1}{\alpha_p} \right)_{i+1/2} \left[\left(\frac{\partial P_p}{\partial \alpha_p} \right)^{n+1} \nabla \alpha_p^{n+1} - \left(\frac{\partial P_p}{\partial \alpha_p} \right)^n \nabla \alpha_p^n \right] \end{pmatrix} \quad (\text{H.51})$$

$\delta u_g = u_g^{n+1} - u_g^n \implies \delta u_g - \delta u_g^* = (u_g^{n+1} - u_g^n) - (u_g^* - u_g^n) = u_g^{n+1} - u_g^*$. De même pour la phase solide : $\delta u_p = u_p^{n+1} - u_p^n \implies \delta u_p - \delta u_p^* = (u_p^{n+1} - u_p^n) - (u_p^* - u_p^n) = u_p^{n+1} - u_p^*$.

Le système précédent peut être réécrit sous la forme :

$$\begin{pmatrix} \mathbb{D}AG_{i+1/2} & -\mathbb{D}CG_{i+1/2} \\ -\mathbb{D}CP_{i+1/2} & \mathbb{D}AP_{i+1/2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_g^{n+1} - u_g^* \\ u_p^{n+1} - u_p^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\nabla \delta P_{i+1/2} \\ -\nabla \delta P_{i+1/2} - \left(\frac{1}{\alpha_p} \right)_{i+1/2} \left[\left(\frac{\partial P_p}{\partial \alpha_p} \right)^{n+1} \nabla \alpha_p^{n+1} - \left(\frac{\partial P_p}{\partial \alpha_p} \right)^n \nabla \alpha_p^n \right]_{i+1/2} \end{pmatrix} \quad (\text{H.52})$$

En notant $\mathbb{D}A = \begin{pmatrix} \mathbb{D}AG_{i+1/2} & -\mathbb{D}CG_{i+1/2} \\ -\mathbb{D}CP_{i+1/2} & \mathbb{D}AP_{i+1/2} \end{pmatrix}$, il vient l'expression de u_g^{n+1} et u_p^{n+1} :

$$\begin{pmatrix} u_g^{n+1} - u_g^* \\ u_p^{n+1} - u_p^* \end{pmatrix} = (\mathbb{D}A)^{-1} \cdot \begin{pmatrix} \delta b_g \\ \delta b_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -c_{GG} \nabla \delta P - c_{GP} \nabla \alpha_p^{n+1} + u_{GG} \\ -c_{PG} \nabla \alpha_p^{n+1} - c_{PP} \nabla \delta P + u_{PP} \end{pmatrix} \quad (\text{H.53})$$

En notant, $u_g^{**} = u_{GG} + u_g^*$ et $u_p^{**} = u_{PP} + u_p^*$ il vient :

$$\Rightarrow \begin{cases} u_g^{n+1} = u_g^{**} - c_{GG} \nabla \delta P - c_{GP} \nabla \alpha_p^{n+1} \\ u_p^{n+1} = u_p^{**} - c_{PG} \nabla \alpha_p^{n+1} - c_{PP} \nabla \delta P \end{cases} \quad (\text{H.54})$$

Cette écriture de u_g^{n+1} et u_p^{n+1} assure d'avoir c_{GP} et c_{PG} positifs. L'écriture des coefficients c_{GG} , c_{GP} , u_{GG} , c_{PP} , c_{PG} et u_{PP} n'est pas détaillée ici.

α_p n'est pas défini aux noeuds de «vitesse». Sa valeur aux noeuds de «vitesse» doit être estimée par une moyenne. Cette moyenne peut être arithmétique, harmonique. Le schéma d'interpolation pour la convection (ici schéma «upwind») peut également être utilisé.

Maintenant, α_g^{n+1} , α_p^{n+1} et P^{n+1} doivent être déterminés. Pour cette étape, les équations de conservation de masse sur chaque phase sont utilisées. u_g^{n+1} et u_p^{n+1} sont remplacées dans les équations de conservation de masse par les expressions précédemment obtenues (Équation (H.54)).

Étape de prédiction du taux de présence gaz et solide

Afin d'éviter la divergence de la solution, la prédiction du taux de présence sur chaque phase doit être symétrique. La somme des taux de présence sert de critère de convergence au système.

Les équations de prédiction des taux de présence sont les équations de conservation de masse sur chaque phase, pour lesquelles, toutes les variables, hormis les taux de présence, sont fixées. Au noeud de pression d'indice i , les équations de conservation de masse gaz et solide s'écrivent :

$$\frac{\rho_g^{n+1} \alpha_g^{n+1} - \rho_g^n \alpha_g^n}{\Delta t} + \text{div} \left[\rho_g^n u_g^{n+1} \alpha_g^{n+1} \right] = 0 \quad (\text{H.55})$$

$$\frac{\rho_p^{n+1} \alpha_p^{n+1} - \rho_p^n \alpha_p^n}{\Delta t} + \text{div} \left[\rho_p^n u_p^{n+1} \alpha_p^{n+1} \right] = 0 \quad (\text{H.56})$$

Les vitesses de transport du taux de présence u_g^{n+1} et u_p^{n+1} sont substituées par les expressions précédemment présentées.

$$\frac{\alpha_g^{n+1} - \alpha_g^n}{\Delta t} + \text{div} \left[\alpha_g^{n+1} \cdot \left(u_g^{**} - c_{GG} \nabla \delta P - c_{GP} \nabla \alpha_p^{n+1} \right) \right] = 0 \quad (\text{H.57})$$

$$\frac{\alpha_p^{n+1} - \alpha_p^n}{\Delta t} + \text{div} \left[\alpha_p^{n+1} \cdot \left(u_p^{**} - c_{PP} \nabla \delta P - c_{PG} \nabla \alpha_p^{n+1} \right) \right] = 0 \quad (\text{H.58})$$

L'initialisation de l'étape de prédiction des taux de présence est la suivante : $u_g^{(0)} = u_g^*$; $u_p^{(0)} = u_p^*$; $\delta P^{(0)} = \Phi^{(0)} = 0$; $c_{GP}^{(i)} = c_{GP}^n$; $c_{PG}^{(i)} = c_{PG}^n$ et enfin $i=0$.

L'indice $n+1$ correspond à la solution convergée, autrement dit lorsque les étapes de prédiction-correction sont terminées (critère de convergence vérifié). Plusieurs passages dans la boucle de correction des vitesses prédites sont nécessaires afin de vérifier l'équation de continuité. Un indice différent est affecté à ces étapes. Les indices $(i-1)$ et (i) correspondent aux étapes intermédiaires de prédiction-correction des taux de présence gaz et solide, avant convergence. Les coefficients $c_{GP}^{(i-1)}$ et $c_{PG}^{(i-1)}$ sont à recalculer à chaque nouvelle prédiction du taux de présence par la nouvelle valeur de $\alpha_p^{(i)}$. δP doit également être réactualisée à chaque fois que l'étape de correction a été utilisée. Cette valeur actualisée est notée $\delta P^{(i-1)}$.

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_g^{(i)} - \alpha_g^n}{\Delta t} + \mathbf{div} \left[\underbrace{\alpha_g^{(i)}}_{\text{Schéma upwind}} \cdot \underbrace{\left(u_g^{**} - c_{GG}^n \cdot \nabla \delta P^{(i-1)} \right)}_{\text{Champ convecteur de } \alpha_g} - \underbrace{\alpha_g^{(i-1)} \cdot c_{GP}^{(i-1)} \cdot \nabla \alpha_p^{(i)}}_{\text{Diffusion à 3 points}} \right] &= 0 \\ \frac{\alpha_p^{(i)} - \alpha_p^n}{\Delta t} + \mathbf{div} \left[\underbrace{\alpha_p^{(i)}}_{\text{Schéma upwind}} \cdot \underbrace{\left(u_p^{**} - c_{PP}^n \cdot \nabla \delta P^{(i-1)} \right)}_{\text{Champ convecteur de } \alpha_p} - \underbrace{\alpha_p^{(i-1)} \cdot c_{PG}^{(i-1)} \cdot \nabla \alpha_p^{(i)}}_{\text{Diffusion à 3 points}} \right] &= 0 \end{aligned}$$

Avec $\delta P = \Phi$, $c_{GP}'^{(i-1)} = \alpha_g^{(i-1)} \cdot c_{GP}^{(i-1)}$ et $c_{PG}'^{(i-1)} = \alpha_p^{(i-1)} \cdot c_{PG}^{(i-1)}$, il vient :

$$\frac{\alpha_g^{(i)} - \alpha_g^n}{\Delta t} + \mathbf{div} \left[\underbrace{\alpha_g^{(i)}}_{\text{Schéma upwind}} \cdot \underbrace{\left(u_g^{**} - c_{GG}^n \cdot \nabla \Phi^{(i-1)} \right)}_{\text{Champ convecteur de } \alpha_g} - \underbrace{c_{GP}'^{(i-1)} \cdot \nabla \alpha_p^{(i)}}_{\text{Diffusion à 3 points}} \right] = 0 \quad (\text{H.59})$$

$$\frac{\alpha_p^{(i)} - \alpha_p^n}{\Delta t} + \mathbf{div} \left[\underbrace{\alpha_p^{(i)}}_{\text{Schéma upwind}} \cdot \underbrace{\left(u_p^{**} - c_{PP}^n \cdot \nabla \Phi^{(i-1)} \right)}_{\text{Champ convecteur de } \alpha_p} - \underbrace{c_{PG}'^{(i-1)} \cdot \nabla \alpha_p^{(i)}}_{\text{Diffusion à 3 points}} \right] = 0 \quad (\text{H.60})$$

$i-1$ est l'indice permettant de montrer que la valeur est celle calculée par la dernière étape de correction.

On résout d'abord l'équation de conservation de masse sur la phase solide pour prédire le taux de présence solide au temps i à chaque noeud de «scalaire». La valeur ainsi prédite $\alpha_p^{(i)}$ est ensuite utilisée dans l'équation de conservation de masse sur la phase gaz pour évaluer $\alpha_g^{(i)}$.

Les taux de présence gaz et solide prédits ne vérifient pas nécessairement la conservation du volume. Une action correctrice est dans ce cas imposée à la pression du gaz, de façon à vérifier l'équation de continuité. Cette opération est présentée dans la suite de cette annexe.

La discrétisation et la résolution de l'équation de conservation de masse sur la phase solide est présentée ici :

$$\begin{aligned}
& \frac{\alpha_{p,i}^{(i)} - \alpha_{p,i}^n}{\Delta t} \\
& + \frac{\left(u_p^{**} - c_{PP}^n \cdot \nabla \delta P^{(i-1)}\right)_{i+1/2} \cdot \alpha_{p,i+1/2}^{(i)} - \left(u_p^{**} - c_{PP}^n \cdot \nabla \delta P^{(i-1)}\right)_{i-1/2} \cdot \alpha_{p,i-1/2}^{(i)}}{\Delta x} \\
& - \frac{(c'_{PG})_{i+1/2}^{(i-1)} \cdot \frac{\alpha_{p,i+1}^{(i)} - \alpha_{p,i}^{(i)}}{\Delta x} - (c'_{PG})_{i-1/2}^{(i-1)} \cdot \frac{\alpha_{p,i}^{(i)} - \alpha_{p,i-1}^{(i)}}{\Delta x}}{\Delta x} \\
& = 0 \quad (\text{H.61})
\end{aligned}$$

La discrétisation complète de ces équations, et notamment pour le cas particulier des bornes du domaine, n'est pas détaillée ici.

Le schéma «Upwind» est utilisé pour le second terme de cette équation, ce qui mène aux correspondances suivantes :

- si $\left(u_p^{**} - c_{PP}^n \cdot \nabla \delta P^{(i-1)}\right)_{i+1/2} > 0$ alors $\alpha_{p,i+1/2}^{(i)} \Leftarrow \alpha_{p,i}^{(i)}$
- si $\left(u_p^{**} - c_{PP}^n \cdot \nabla \delta P^{(i-1)}\right)_{i+1/2} < 0$ alors $\alpha_{p,i+1/2}^{(i)} \Leftarrow \alpha_{p,i+1}^{(i)}$
- si $\left(u_p^{**} - c_{PP}^n \cdot \nabla \delta P^{(i-1)}\right)_{i-1/2} > 0$ alors $\alpha_{p,i-1/2}^{(i)} \Leftarrow \alpha_{p,i-1}^{(i)}$
- si $\left(u_p^{**} - c_{PP}^n \cdot \nabla \delta P^{(i-1)}\right)_{i-1/2} < 0$ alors $\alpha_{p,i-1/2}^{(i)} \Leftarrow \alpha_{p,i}^{(i)}$

L'écriture des coefficients de la matrice à résoudre dépend donc du signe de $u_p^{**} - c_{PP}^n \cdot \nabla \delta P^{(i-1)}$. Ces coefficients sont renseignés, en considérant qu'au noeud i , l'équation s'écrit sous la forme suivante :

$$\mathbb{D}BP_i \cdot \alpha_i - \mathbb{X}BP1_i \cdot \alpha_{i-1} - \mathbb{X}BP2_i \cdot \alpha_{i+1} = f_{P,i} \quad (\text{H.62})$$

Les coefficients de $\mathbb{D}BP$, $\mathbb{X}BP1$ et $\mathbb{X}BP2$ sont positifs.

L'ensemble de ces équations écrites aux noeuds de «scalaire» est résumé par le système matriciel suivant :

$$\mathbb{B}P \cdot \alpha_p = \mathbf{f}_p \quad (\text{H.63})$$

Avec,

$$\mathbb{B}P = \begin{pmatrix} \mathbb{D}BP_1 & -\mathbb{X}BP2_1 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ -\mathbb{X}BP1_2 & \mathbb{D}BP_2 & -\mathbb{X}BP2_2 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & -\mathbb{X}BP1_i & \mathbb{D}BP_i & -\mathbb{X}BP2_i & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & -\mathbb{X}BP1_{NCEL-1} & \mathbb{D}BP_{NCEL-1} & -\mathbb{X}BP2_{NCEL-1} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & -\mathbb{X}BP1_{NCEL} & \mathbb{D}BP_{NCEL} & \cdot \end{pmatrix}$$

$$\alpha_p = \begin{pmatrix} \alpha_{p,1}^{(i)} \\ \alpha_{p,2}^{(i)} \\ \vdots \\ \alpha_{p,i}^{(i)} \\ \vdots \\ \alpha_{p,NCEL-1}^{(i)} \\ \alpha_{p,NCEL}^{(i)} \end{pmatrix} \quad \text{et,} \quad \mathbf{f}_p = \begin{pmatrix} f_{p,1} \\ f_{p,2} \\ \vdots \\ f_{p,i} \\ \vdots \\ f_{p,NCEL-1} \\ f_{p,NCEL} \end{pmatrix}$$

L'écriture détaillée sur l'ensemble des noeuds de «scalaire» de ces coefficients n'est pas présentée ici.

La résolution de ce système par la méthode «TDMA» (TriDiagonal Matrix Algorithm) mène à la détermination de $\alpha_p^{(i)}$.

La détermination du taux de présence gaz est quasi similaire, hormis le fait que le taux de présence solide dernièrement calculé $\alpha_p^{(i)}$ est injecté dans l'équation. L'écriture du système à résoudre est simplifiée car seule le terme de convection du taux de présence gaz apparaît (Équation (H.59)).

À chaque évaluation des taux de présence gaz et solide, le critère de convergence $\left(\left| \alpha_g^{(i)} + \alpha_p^{(i)} - 1 \right|_\infty \leq \varepsilon \right)$ est testé. S'il est vérifiée, les taux de présence gaz et solide et la pression du gaz sont conservés pour la détermination de $u_g^{n+1} = u_g^{**} - c_{GG} \nabla \delta P + c_{GP} \nabla \alpha_p^{n+1}$ et $u_p^{n+1} = u_p^{**} - c_{PG} \nabla \alpha_p^{n+1} - c_{PP} \nabla \delta P$.

Si le critère précédent n'est pas vérifié $\left(\left| \alpha_g^{(i)} + \alpha_p^{(i)} - 1 \right|_\infty \leq \varepsilon \right)$, une étape de correction des taux de présence est nécessaire. Il existe de nombreux schémas possibles pour cette étape de correction. L'étape de correction retenue est présentée ici, où α_g^c et α_p^c sont les taux de présence corrigés, et $\alpha_g^{(i)}$ et $\alpha_p^{(i)}$ sont les taux de présence obtenus par l'étape de prédiction.

Étape de correction des taux de présence

Cette étape consiste à corriger la pression du gaz ($\delta P = \Phi$) pour respecter la contrainte de conservation du volume : $\left| \alpha_g^{(i)} + \alpha_p^{(i)} - 1 \right|_\infty < \varepsilon$.

Le schéma de correction de δP est un schéma parmi de nombreux autres possibles. Il n'a aucune signification physique.

$$\frac{\alpha_g^c - \alpha_g^{(i)}}{\Delta t} + \mathbf{div} \left[-\alpha_g^{(i)} c_{GG}^n \cdot \nabla \delta(\delta P)^{(i)} \right] = 0 \quad (\text{H.64})$$

$$\frac{\alpha_p^c - \alpha_p^{(i)}}{\Delta t} + \mathbf{div} \left[-\alpha_p^{(i)} c_{PP}^n \cdot \nabla \delta(\delta P)^{(i)} \right] = 0 \quad (\text{H.65})$$

$$\delta P^{(i+1)} = \delta P^{(i)} + \delta \left(\delta P^{(i)} \right) \quad (\text{H.66})$$

$$\Phi^{(i+1)} = \Phi^{(i)} + \delta \Phi^{(i)} \quad (\text{H.67})$$

$$\frac{\alpha_g^c - \alpha_g^{(i)}}{\Delta t} + \mathbf{div} \left[-\alpha_g^{(i)} c_{GG}^n \cdot \nabla \delta \Phi^{(i)} \right] = 0 \quad (\text{H.68})$$

$$\frac{\alpha_p^c - \alpha_p^{(i)}}{\Delta t} + \mathbf{div} \left[-\alpha_p^{(i)} c_{PP}^n \cdot \nabla \delta \Phi^{(i)} \right] = 0 \quad (\text{H.69})$$

Ces équations peuvent se réécrire sous la forme suivante :

$$\alpha_g^c = \alpha_g^{(i)} - \Delta t_g \cdot \mathbf{div} \left[-\alpha_g^{(i)} c_{GG}^n \nabla \delta \Phi^{(i)} \right] \quad (\text{H.70})$$

$$\alpha_p^c = \alpha_p^{(i)} - \Delta t_p \cdot \mathbf{div} \left[-\alpha_p^{(i)} c_{PP}^n \nabla \delta \Phi^{(i)} \right] \quad (\text{H.71})$$

Les taux de présence corrigés doivent vérifier l'équation :

$$\alpha_g^c + \alpha_p^c = 1 \implies \Delta t_g \cdot \mathbf{div} \left[-\alpha_g^{(i)} c_{GG}^n \nabla \delta \Phi^{(i)} \right] + \Delta t_p \cdot \mathbf{div} \left[-\alpha_p^{(i)} c_{PP}^n \nabla \delta \Phi^{(i)} \right] = \alpha_g^{(i)} + \alpha_p^{(i)} - 1 \quad (\text{H.72})$$

Le cas simplifié où $\Delta t_g = \Delta t_p = \Delta t$ est retenu.

$$\mathbf{div} \left[-\left(\alpha_g^{(i)} c_{GG}^n + \alpha_p^{(i)} c_{PP}^n \right) \nabla \delta \Phi^{(i)} \right]_i = \frac{\alpha_{g,i}^{(i)} + \alpha_{p,i}^{(i)} - 1}{\Delta t} \quad (\text{H.73})$$

La comatrice du système est à coefficients positifs, ce qui signifie que si $\alpha_g^{(i)} + \alpha_p^{(i)} - 1 > 0$, alors $\delta(\delta P)^{(i)} > 0$. La pression augmente est le taux de présence des particules va diminuer.

Le système est résolu par la méthode TDMA, qui se prête bien aux systèmes tridiagonaux. $\delta \Phi^{(i)}$ est initialisé à zéro à chaque entrée dans l'étape de correction. La solution de ce système $\Phi^{(i+1)} = \Phi^{(i)} + \delta \Phi^{(i)}$ est réinjectée au début de l'étape de détermination du taux de présence ($\Phi^{(i-1)}$ reçoit la valeur $\Phi^{(i)}$). La valeur du taux de présence solide dernièrement calculée $\alpha_p^{(i)}$ est utilisée pour recalculer les termes $c_{GP}^{(i)}$ et $c_{PG}^{(i)}$ ($c_{GP}^{(i-1)}$ reçoit la valeur $c_{GP}^{(i)}$ et $c_{PG}^{(i-1)}$ reçoit la valeur $c_{PG}^{(i)}$).

Lorsque le critère de convergence ($|\alpha_g^{n+1} + \alpha_p^{n+1} - 1|_\infty \leq \varepsilon$) est vérifié, les valeurs corrigées des vitesses sont calculées ($u_g^{n+1} = u_g^{**} - c_{GG} \nabla \delta P + c_{GP} \nabla \alpha_p^{n+1}$ et $u_p^{n+1} = u_p^{**} - c_{PG} \nabla \alpha_p^{n+1} - c_{PP} \nabla \delta P$).

L'algorithme reprend alors à l'étape de prédiction des vitesses. Un critère de fin du calcul, basé sur la stagnation du champs des vitesses dans le temps est imposé.

Annexe I

Équations résolues du code NEPTUNE_CFD

Équations résolues du code NEPTUNE_CFD

Dans les équations suivantes l'indice g fait référence à la phase gaz et l'indice p à la phase particulaire. Les fractions volumiques gaz et particules doivent satisfaire :

$$\alpha_g + \alpha_p = 1 \quad (\text{I.1})$$

Équation de bilan de masse

$$\frac{\partial}{\partial t} \alpha_k \rho_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \alpha_k \rho_k U_{k,j} = 0 \quad (\text{I.2})$$

avec ρ_k la masse volumique de la phase k et $U_{k,i}$ la $i^{\text{ième}}$ composante de sa vitesse.

Équation de bilan de quantité de mouvement

$$\alpha_k \rho_k \left[\frac{\partial U_{k,i}}{\partial t} + U_{k,j} \frac{\partial U_{k,i}}{\partial x_j} \right] = -\alpha_k \frac{\partial P_g}{\partial x_i} + \alpha_k \rho_k g_i + \sum_{q=g,p} I_{q \rightarrow k,i} - \frac{\partial \Sigma_{k,ij}}{\partial x_j} \quad (\text{I.3})$$

où P_g est la pression moyenne du gaz, g_i la $i^{\text{ième}}$ composante de la gravité, $I_{g \rightarrow p}$ le terme de transfert à l'interface entre le gaz et les particules sans la contribution de la pression moyenne du gaz.

Modélisation du terme de transfert à l'interphase

A partir du rapport de masse volumique entre le gaz et les particules les forces dominantes entre le gaz et les particules sont la poussée d'Archimède et la traînée. Le terme de transfert interfacial s'écrit donc :

$$I_{g \rightarrow p, i} = -\frac{\alpha_p \rho_p}{\tau_{gp}^F} V_{rp, i} \quad (\text{I.4})$$

$$\frac{1}{\tau_{gp}^F} = \frac{3}{4} \frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{\langle |\vec{v}_r| \rangle_p}{d_p} C_d(Re_p) \quad (\text{I.5})$$

$$C_d(Re_p) = \begin{cases} C_{d, WY} & \text{if } \alpha_g \geq 0.7 \\ \min[C_{d, WY}, C_{d, Erg}] & \text{else } \alpha_g < 0.7 \end{cases} \quad (\text{I.6})$$

$$C_{d, WY} = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} \left(1 + 0.15 Re_p^{0.687}\right) \alpha_g^{-1.7} & Re_p < 1000 \\ 0.44 \alpha_g^{-1.7} & Re_p \geq 1000 \end{cases} \quad (\text{I.7})$$

$$C_{d, Erg} = 200 \frac{(1 - \alpha_g)}{Re_p} + \frac{7}{3}, \quad Re_p = \alpha_g \frac{\rho_g \langle |\vec{v}_r| \rangle_p d_p}{\mu_g} \quad (\text{I.8})$$

$$V_{rp, i} = \langle v_{r, i} \rangle_p = U_{p, i} - U_{g, i} - V_{dp, i} \quad (\text{I.9})$$

$$(\text{I.10})$$

$V_{dp, i}$ est non nulle s'il existe un effet de sous maille lié à la corrélation locale entre α_p et U_g [144].

$V_{rp, i}$ est la vitesse relative moyenne gaz-particules et $V_{dp, i}$ est la vitesse turbulente gaz-particule de dérive. Elles prennent en compte le transport des particules par les échelles de la turbulence du gaz [168, 80].

Modélisation des contraintes particulières

$$\Sigma_{p, ij} = \left[P_p - \lambda_p \frac{\partial U_{p, n}}{\partial x_n} \right] \delta_{ij} - \mu_p \left[\frac{\partial U_{p, i}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{p, j}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_{p, n}}{\partial x_n} \delta_{ij} \right] \quad (\text{I.11})$$

$$\mu_p = \alpha_p \rho_p \left(\nu_p^{kin} + \nu_p^{col} + \nu_p^{frict} \right) \quad (\text{I.12})$$

$$\nu_p^{kin} = \left[\frac{1}{2} \tau_{gp}^F \frac{2}{3} q_p^2 (1 + \alpha_p g_0 \Phi_c) \right] \times \left[1 + \frac{\tau_{gp}^F \sigma_c}{2 \tau_p^c} \right]^{-1} \quad (\text{I.13})$$

$$g_0 = \left[1 - \frac{\alpha_p}{\alpha_{max}} \right]^{-2.5 \alpha_{max}} \quad \text{si} \quad \alpha_p < \alpha_{max} = 0,64 \quad (\text{I.14})$$

$$\nu_p^{col} = \frac{4}{5} \alpha_p g_0 (1 + e_c) \left[\nu_p^{kin} + d_p \sqrt{\frac{2}{3} \frac{q_p^2}{\pi}} \right] \quad e_c = 0,9 \quad (\text{I.15})$$

$$\nu_p^{frict} = \frac{P_f \sin \phi}{2(1 - \alpha_g) \rho_p \sqrt{I_{2D} + 2/3 \frac{q_p^2}{d_p^2}}}, \quad P_f = Fr \frac{[(1 - \alpha_g) - \alpha_{p, min}]^n}{[\alpha_{p, max} - (1 - \alpha_g)]^q}, \quad Fr = 0.05, \quad \phi = \pi/4 \quad (\text{I.16})$$

$$I_{2D} = \left[\frac{\partial U_{p, i}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{p, j}}{\partial x_i} \right] \frac{\partial U_{p, i}}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_{p, i}}{\partial x_i} \frac{\partial U_{p, j}}{\partial x_j}, \quad n = 2, \quad q = 5, \quad \alpha_{p, min} = 0.6 \quad (\text{I.17})$$

$$\Phi_c = \frac{2}{5} (1 + e_c) (3e_c - 1), \quad \sigma_c = \frac{1}{5} (1 + e_c) (3 - e_c) \quad (\text{I.18})$$

$$P_p = \alpha_p \rho_p [1 + 2\alpha_p g_0 (1 + e_c)] \frac{2}{3} q_p^2 \quad (\text{I.19})$$

$$\lambda_p = \alpha_p \rho_p \frac{4}{3} \alpha_p g_0 (1 + e_c) d_p \sqrt{\frac{2}{3} \frac{q_p^2}{\pi}} \quad (\text{I.20})$$

$$\frac{1}{\tau_p^c} = 24 \frac{\alpha_p g_0}{d_p} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{q_p^2}{\pi}} \quad (\text{I.21})$$

Équation de l'énergie d'agitation particulaire

$$\alpha_p \rho_p \left[\frac{\partial q_p^2}{\partial t} + U_{p,j} \frac{\partial q_p^2}{\partial x_j} \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_p \rho_p \left(K_p^{kin} + K_p^{col} \right) \frac{\partial q_p^2}{\partial x_j} \right] - \Sigma_{p,ij} \frac{\partial U_{p,i}}{\partial x_j} - \frac{\alpha_p \rho_p}{\tau_{gp}^F} 2q_p^2 \quad (\text{I.22})$$

$$K_p^{kin} = \left[\frac{1}{3} q_{gp} \tau_{gp}^t + \frac{2}{3} q_p^2 \frac{5}{9} \tau_{gp}^F (1 + \alpha_p g_0 \phi_c) \right] \times \left[1 + \frac{5}{9} \tau_{gp}^F \frac{\xi_c}{\tau_p^c} \right]^{-1} \quad (\text{I.23})$$

$$\phi_c = \frac{3}{5} (1 + e_c)^2 (2e_c - 1), \quad \xi_c = \frac{(1 + e_c)(49 - 33e_c)}{100} \quad (\text{I.24})$$

$$K_p^{col} = \alpha_p g_0 (1 + e_c) \left[\frac{6}{5} K_p^{kin} + \frac{4}{3} d_p \sqrt{\frac{2}{3} \frac{q_p^2}{\pi}} \right] \quad (\text{I.25})$$

$$(\text{I.26})$$

Annexe J

Chiffres clés, enjeux économiques et potentiel des énergies alternatives

Chiffres clés de la consommation énergétique mondiale et française

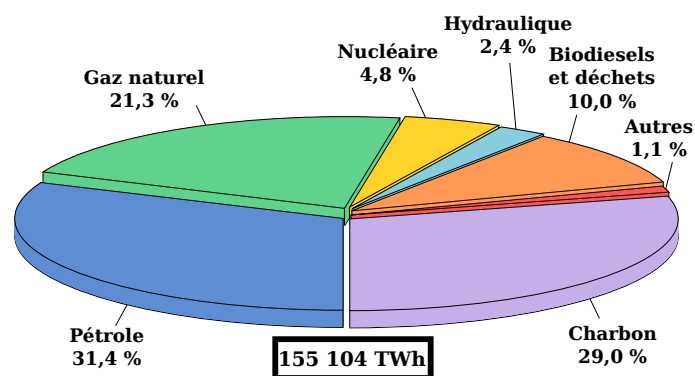


FIGURE J.1 – Consommation énergétique mondiale des différentes énergies primaires sur 2012 (source : *Key world energy statistics 2104, International Energy Agency*).

La Figure J.1 présente la proportion de chaque ressource primaire consommée pour subvenir aux besoins énergétiques à l'échelle mondiale. La consommation de ressources renouvelables est inférieure à 14 % de la consommation totale d'énergie primaire.

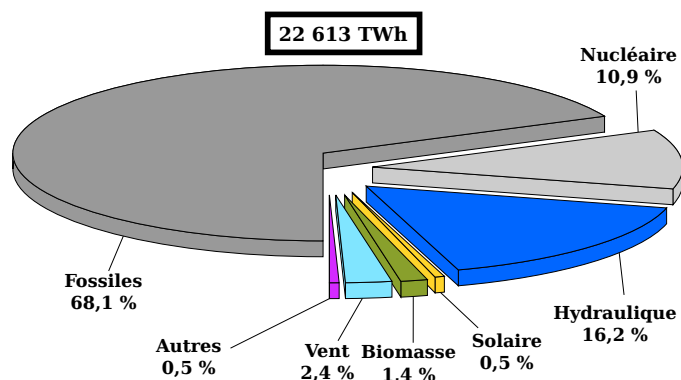


FIGURE J.2 – Part de la production électrique mondiale par source d'énergie sur 2012 (source : *Worldwide electricity production from renewable energy sources, Fifteenth inventory, 2013 edition, Observ'ER/Fondation Énergies pour le Monde/EDF*).

La Figure J.2 présente la part de la production électrique mondiale par source d'énergie en 2012. Les énergies fossiles, le nucléaire et l'hydraulique représentent à eux trois plus de 95 % de la production électrique mondiale.

Bien évidemment, ces proportions varient en fonction des pays : ressources disponibles, géographie, mode de production d'électricité, mode de chauffage du tertiaire, mode de transport et industrialisation influencent ces proportions. Par exemple, la Chine produit la majeure partie de son électricité à partir du charbon, tandis que la France produit environ 75 % de son électricité à partir du nucléaire. Les chiffres clés de la consommation énergétique par ressource ainsi que la proportion de production nette d'électricité par moyen de production sont donnés pour la France métropolitaine.

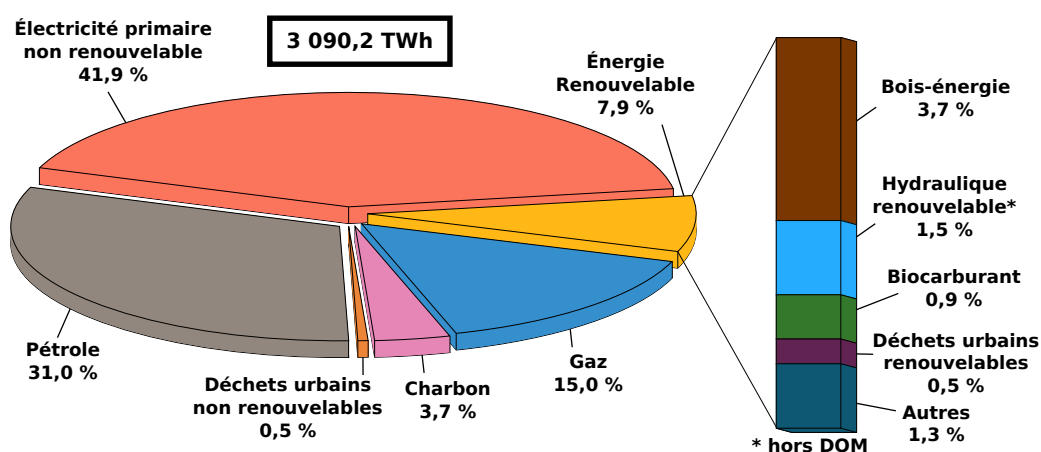


FIGURE J.3 – Répartition de la consommation d'énergie primaire en France métropolitaine (source : *Chiffre clés de l'énergie, Édition 2012, Commissariat Général au Développement Durable, calcul SOeS, d'après les données disponibles par énergie, DGEC (réserves fossiles) et AIE*).

La consommation d'énergie primaire par ressource en France est représentée sur la Figure J.3. La Figure J.4 présente la production nette d'électricité en France métropolitaine en 2012 par moyen de production.

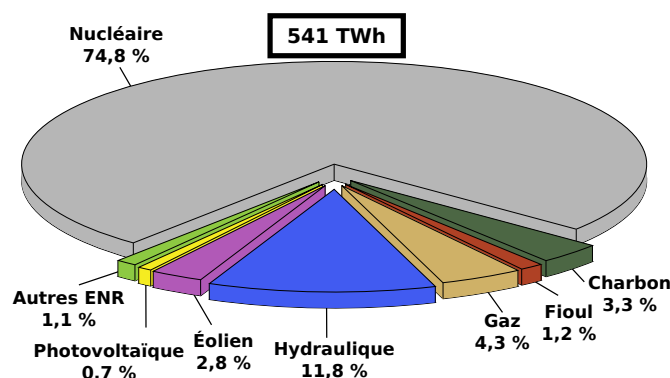


FIGURE J.4 – Production nette d'électricité (TWh) en 2012 en France métropolitaine (source : *DGEC à partir du bilan électrique 2012 RTE*).

La différence entre la consommation d'énergie électrique présentée sur la Figure J.3, soit environ 50 % de 3100 TWh, et la production nette d'électricité mesurée sur le réseau de 541 TWh en 2012 (Figure J.4), s'explique par l'application d'un rendement théorique de conversion des installations. Ce rendement est de 33 % pour la production d'énergie nucléaire. La production d'1 MWh net d'électricité, correspond à une consommation équivalente en électricité primaire non renouvelable de 3 MWh.

Coût de production de l'électricité

Bien que l'électricité ne représente pas plus de 20 % de l'offre en énergie primaire, d'origine nucléaire, géothermique, hydraulique ou autres renouvelables (éolien, solaire, marémotrice, biomasse), elle est le principal vecteur de conversion de toutes les sources d'énergie en offre finale. A ce titre, la comparaison de ses coûts de production présente un intérêt particulier puisque c'est par l'intermédiaire de l'électricité que de nouvelles sources sont introduites dans le bilan énergétique.

Une analyse basée sur la comparaison de deux combinaisons d'hypothèses différentes, l'une classiquement utilisée, et l'autre plus sévère, aboutissent aux coûts présentés sur la Figure J.5. Les coûts sont rangés par moyen de production de l'électricité, avec à gauche, le coût calculé à partir d'hypothèses classiques, et à droite, le coût calculé à partir d'hypothèses sévères. Cette comparaison montre qu'avec une politique de taxation du carbone émis, la production par centrale à charbon devient beaucoup moins compétitive.

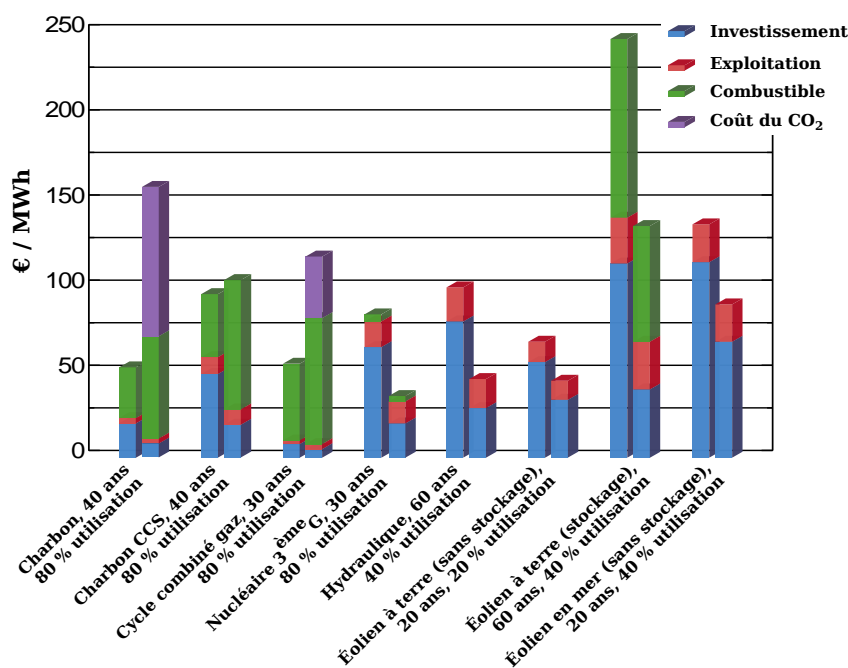


FIGURE J.5 – Coût de production de l'électricité en fonction du moyen de production, pour deux combinaisons d'hypothèses de calcul différentes : le nombre d'années correspond à la durée de vie utilisée de l'installation (source : Jean-Marc Jancovici, MANICORE, Août 2012, *Qu'est ce que le «vrai» coût de l'électricité ?*).

Ces coûts dépendent bien évidemment d'une multitude de critères, et doivent être analysés de façon critique. Une taxation du carbone émis sans séquestration du CO_2 rendrait les énergies fossiles moins compétitives que certaines énergies renouvelables comme l'hydraulique ou l'éolien à terre. Hormis l'hydraulique et l'éolien terrestre, les énergies renouvelables ne sont pas encore compétitives, et leur développement est soutenu par une politique de subventions. À titre d'exemple, le coût du solaire photovoltaïque peut être d'environ 370 €/MWh pour de petites installations (source : EDF). Bien que ces filières renouvelables ne soient pas encore compétitive, leur faible impact sur l'environnement leur permet de commencer à exister.

Vers une transition énergétique nécessaire

Au cours des décennies 70 et 80, l'intérêt porté aux énergies renouvelables avait pour principale raison l'augmentation du prix des énergies fossiles, suite aux crises pétrolières de 1973 et 1979. La raison de ce premier choc est le pic de production des États-unis, atteint en 1971. Cet épisode est une première prise de conscience du caractère provisoire des ressources mondiales en hydrocarbures. L'épuisement des ressources est estimée à 200 ans pour le charbon, et à 90 ans pour l'Uranium, en se basant sur la consommation et sur les technologies de transformation actuelles.

Depuis le milieu des années 1980, les progrès scientifiques et techniques permettent d'affirmer que le changement climatique est d'origine fortement anthropique. Il est l'une des conséquences directes de nos modes d'utilisation des ressources énergétiques. Les émissions de gaz à effet de serre sont principalement responsables du réchauffement de la planète.

Bien que la transition énergétique soit rendue inévitable par la raréfaction des ressources fossiles couplée à un accroissement important de la population mondiale, et donc des besoins en énergie, elle est rendue urgente par les conséquences environnementales de nos modes d'utilisation des ressources énergétiques. Les décisions ne sont plus seulement guidées par le seul critère économique, elles tiennent désormais compte de l'impact environnemental de nos besoins énergétiques. Les pouvoirs publics ont le pouvoir d'accélérer la transition énergétique par l'application d'une politique en faveur des énergies renouvelables, par la mise en application de taxes et d'aides. De plus, l'expérience acquise aujourd'hui, sera un avantage considérable au matin de la transition énergétique qui se prépare.

Contexte et engagements politiques

Les pouvoirs publics se sont engagés à réduire l'impact environnemental de la production d'énergie par une augmentation progressive de la production d'énergie à partir de ressources renouvelables (au sens de l'échelle de la vie humaine). L'Union Européenne a fixé dans le Paquet Énergie-Climat, adopté en décembre 2008 pendant la présidence française, un objectif de 20 % de la consommation d'énergie produite à partir d'énergies renouvelables en 2020. L'objectif de la France est de porter cette consommation à au moins 23 % à cette même échéance. Cela suppose une réduction de la consommation d'énergie de la France, associée à une augmentation de 20 Mtep de la production annuelle d'énergie renouvelable, pour le porter à 37 Mtep.

L'atteinte de ces objectifs nécessite un développement soutenu de l'ensemble des filières. Il ne s'agit pas de choisir entre les différentes énergies renouvelables, mais de concevoir un plan de développement de chacune de ces énergies. Il va donc de soi que toutes les formes d'énergies renouvelables sont appelées à être des composantes du modèle énergétique futur.

Potentiel des énergies renouvelables

Les énergies renouvelables présentent l'avantage d'être abondantes et présentes partout dans le monde. Elles sont potentiellement illimitées par rapport à nos besoins, comme le montre la Figure J.6.

Ainsi, le rayonnement solaire annuel représente 5000 fois la consommation annuelle mondiale d'énergie, l'énergie du vent 300 fois, les courants et marée 80 fois, et la biomasse 15 fois.

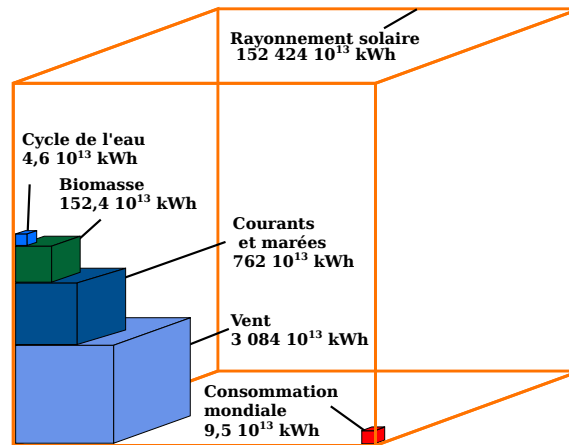


FIGURE J.6 – Potentiel mondial des énergies renouvelables (source : Pierre Laffitte et Claude Saunier, *Rapport sur les apports de la science et de la technologie au développement durable* [102]).

Ces énergies sont cependant diffuses et intermittentes. L'hydraulique et la biomasse sont les deux énergies renouvelables les plus facilement stockables et à ce titre, elles constituent la quasi-totalité des énergies renouvelables dans la part énergétique mondiale (soit environ 10 %). La part des autres énergies «nouvelles» est très marginale : 0,04 % pour l'éolien, et 0,01 % pour le solaire (principalement photovoltaïque), car elles ne permettent pas de stocker simplement l'énergie. L'amélioration des techniques de stockage pour ces nouvelles énergies est par conséquent très importante.

Bien qu'elles présentent un fort potentiel, ces énergies «nouvelles» souffrent d'une maturité technologique insuffisante et l'amélioration de ces technologies nécessitent un investissement massif.

Résumé :

Parmi les centrales solaires thermiques à concentration, la technologie des centrales à tour offre l'un des rendements les plus importants de production d'énergie. Néanmoins, l'efficacité et la sécurité de ces centrales sont améliorables. Un nouveau concept de récepteur solaire est présenté, dont les caractéristiques permettent de s'affranchir des contraintes associées aux sels fondus. Il utilise des suspensions denses de fines particules de SiC fluidisées par un gaz, comme fluide de transfert et de stockage de l'énergie thermique.

La construction et l'exploitation d'une maquette froide transparente ont permis de démontrer la faisabilité hydrodynamique du concept. La caractérisation hydrodynamique détaillée de l'écoulement a permis de déterminer les règles de design et les points de fonctionnement permettant d'obtenir un débit de solide continu, stable et équitablement réparti à l'intérieur des tubes.

La construction et l'exploitation d'une maquette chaude, constituée d'un seul tube traversé par une suspension dense en écoulement ascendant, chauffé par 3 fours, a permis d'estimer la capacité de transfert thermique de ce nouveau type d'échangeur. Le contrôle et la stabilité des conditions opératoires ont permis d'évaluer l'effet de ces dernières sur le transfert thermique entre l'échangeur et la suspension dense de fines particules le traversant.

La modélisation par 3 approches du transport ascendant de la suspension dense a également été réalisée. Deux approches 1D ont été développées, l'une basée sur le formalisme Bulle-Emulsion, l'autre repose sur la résolution des équations locales de conservation sur chaque phase. Enfin, la simulation numérique 3D (CFD) a été réalisée sur un maillage complet du système, de telle sorte que les conditions aux bornes imposées sont identiques à celle imposée par l'opérateur.

Mots clés : Fluidisation Gaz-Solide, Technologie des Poudres, Énergie Solaire Concentrée, Transferts Thermiques, Suspensions Denses, Modélisation, CFD

Abstract:

Among concentrating solar power plants, solar tower technology is one of the more power efficient. Nevertheless, their efficiency and safety can be improved. A new concept of solar receiver is presented which avoids the drawbacks of the molten salts. It uses dense suspensions of gas and fine particles as heat transfer and storage fluid.

The construction and the operation of a transparent cold mockup allowed to demonstrate the hydrodynamic feasibility of this concept. The hydrodynamic characterisation of the flow allowed to define the design rules and the set points of a steady, stable and evenly distributed solid flow. The construction and the operation of a hot mockup, in which a dense suspension flows upward inside a single tube heated by three ovens, allowed to estimate the heat transfer efficiency of this new kind of exchanger. Thanks to the control and stability of the operating parameters, their effects on the heat transfer between the tube and the dense gas-solid suspension have been accurately determined.

The modeling of the suspension upward flow has been performed using 3 approaches. Two 1D approaches have been developed, the first one is based on the 1D bubble-emulsion formalism, the other one is based on the local mass and momentum balance equations. 3D simulation (CFD) has also been performed on a complete mesh of the system, so that the boundary conditions are the same as the operating parameters.

Keywords: Gas-Solid Fluidisation, Powder Technology, Concentrated Solar Power, Thermal Transfer, Dense Suspensions, Modeling, CFD
